www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

6e JAARGANG No. 9, blz. 257-288 SEPTEMBER 1941

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

EENIGE TECHNOLOGISCHE PROBLEMEN BIJ DE ONTWIKKELING VAN EEN NIEUWE SERIE ZENDBUIZEN

door E. G. DORGELO. 621.396.615

Het gebruik van steeds kortere radiogolven brengt met zich mede, dat de afmetingen van de zendbuizen verkleind moeten worden. Wanneer men de energie-dissipatie in de buis hierbij niet wenscht te verlagen, worden dus verschillende onderdeelen van de buis relatief zwaarder belast. In dit artikel wordt aangegeven, hoe eenige technologische problemen, die daarmede samenhangen, bij een nieuwe serie Philips-zendbuizen zijn opgelost.

Inleiding

Gedurende de laatste jaren is er, vooral onder invloed van de toenemende prestaties op televisiegebied, groote vraag ontstaan naar zendbuizen, die op de daarvoor gebruikelijke golflengten van 5-7 m met een goed rendement kunnen functionneeren. De bestaande typen konden voor een deel wel bij dergelijke golflengten toegepast worden, maar werkten dan meestal weinig rendabel en gaven bovendien vaak groote moeilijkheden bij het ontwerp en het instellen van de zender.

Naar aanleiding hiervan is een geheel nieuwe serie zendbuizen ontwikkeld, die behalve voor lange golf ook voor de hier genoemde korte golflengten geschikt is. In hun uiterlijk verschillen deze buizen ten opzichte van de oudere typen hoofdzakelijk door hun veel kleinere afmetingen. Deze waren noodzakelijk, eenerzijds om looptijdeffecten te verminderen, anderzijds om door kleinere electrodecapaciteiten en kleinere zelfinducties en wederzijdsche inducties der toevoerleidingen een betere aanpassing aan de zender mogelijk te maken.

De thans ontwikkelde serie buizen bestaat uit vier trioden, resp. van ongeveer 250, 600, 1200 en 2500 W telegrafievermogen [1]), drie penthoden van ca 200, 500 en 1000 W en een balans-penthode, eveneens van ca 1000 W (zie *fig. 1*).

Het toepassen van het balans-principe wordt daardoor gemotiveerd, dat anders bij de golflengten van enkele meters veel verloren gaat van de voordeelen van de penthodeschakeling (voor een uitvoeriger discussie van de voor- en nadeelen van trioden en penthoden verwijzen wij naar een vroeger gepubliceerd artikel [2]). Terwijl bij grootere golflengten scherm- en vangrooster door hun constante potentiaal als afschermkooien fungeeren en daardoor speciale ontkoppelingsmaatregelen (neutrodyniseeren) onnoodig maken, is dit bij de zeer korte golflengten niet meer het geval. De zelfinductie der toevoerleidingen vormt bij deze frequenties een zóó hooge impedantie, dat de schermrooster-wisselstroom de potentiaal van het schermrooster merkbaar doet varieeren.

Een oplossing is dan, dat men twee buizen in balans schakelt en de overeenkomstige electroden gemeenschappelijk over één leiding voedt, waardoor de wisselstroomen in deze leiding elkaar opheffen. Er treedt dan langs deze toevoerdraden geen wisselspanning op. Tusschen de gemeenschappelijke toevoerdraad en elke van de electroden blijven echter nog verbindingen over, die niet gemeenschappelijk zijn. Ook deze verbindingen kunnen bij zeer korte golven nog te veel impedantie hebben, zoodat men dan zijn toevlucht moet nemen tot het reduceeren van hun impedantie met behulp van serie-resonantie. Ook de gloeidraadleiding moet vaak op deze wijze worden afgestemd (zie *fig. 2*).

Deze maatregelen zijn echter, althans bij golflengten van eenige meters, nog niet noodig, wan-

[1]) Onder „telegrafievermogen" verstaan wij hier het maximale vermogen bij klasse-C-instelling. Bij deze instelling is de stuurroosterspanning zoo sterk negatief, dat gedurende minder dan een halve periode anodestroom vloeit.

[2]) J. P. Heijboer, Philips techn. T. 2, 257, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

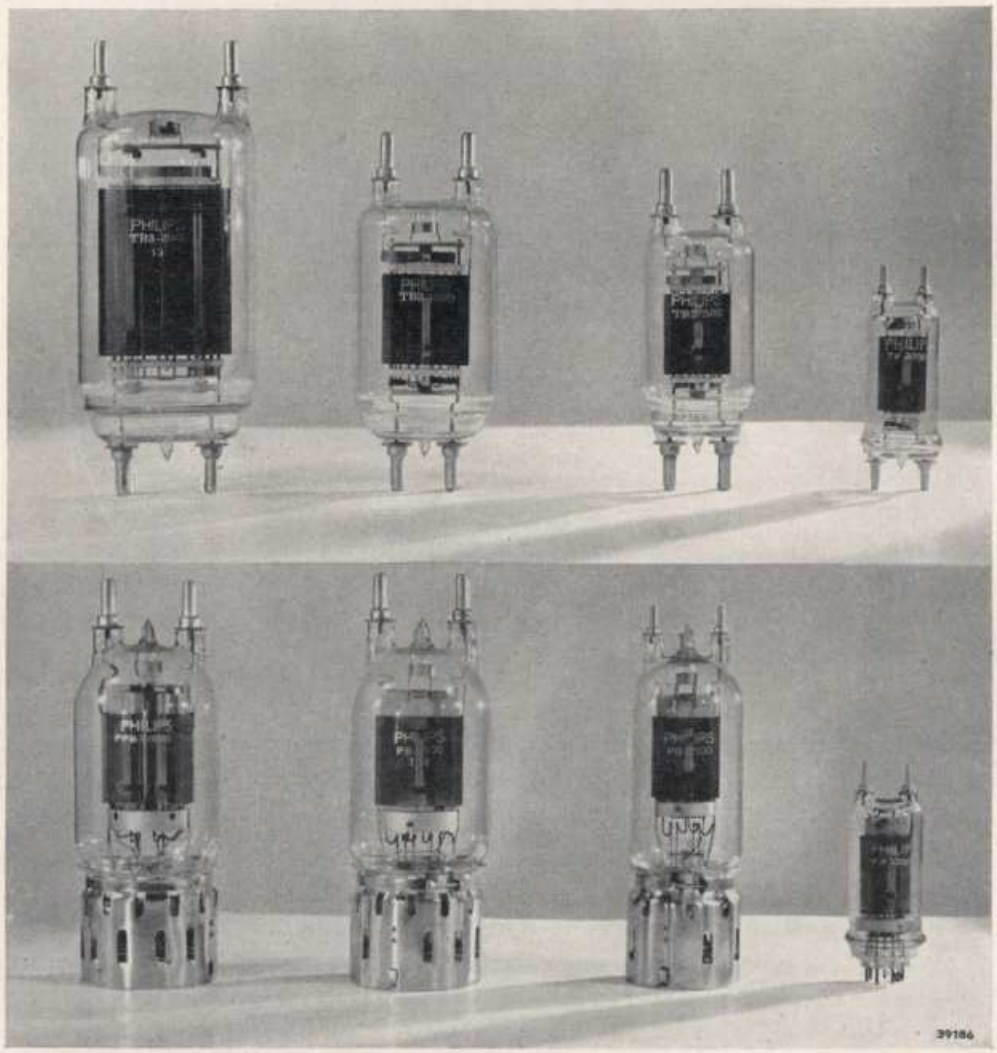


Fig. 1. Overzicht van een serie nieuwe zendtrioden en -penthoden, die ontwikkeld zijn volgens de in dit artikel aangegeven principes. Het uitgangsvermogen in telegrafie-instelling, klasse C, is voor de penthodenserie (onderste rij) van links naar rechts: 1000, 1000, 500, 200 W en voor de triodenserie (bovenste rij) 2500, 1200, 600, 250 W.

neer men de beide electroden-systemen in één ballon monteert en zoo kort mogelijk doorverbindt. Een bijzonder compacte oplossing verkrijgt men door de beide kathoden en stuurroosters door één enkel schermrooster en vangrooster te omgeven (*fig. 3*). Dit idee is verwezenlijkt in de balanspenthode PPB 3/800, die tot de kortste golflengte, welke daarmede kan worden bereikt (2,5 meter), geheel zonder extra afstemming werkt.

Voor de fundamenteele eischen, waaraan elke zendbuis moet voldoen, kan verwezen worden naar een vroeger artikel in dit tijdschrift [3]). Naast de hier aangeroerde punten, die samenhangen met vorm en bouwwijze van de moderne zendbuizen, ontstaan door de dimensionneeringseischen nog technologische problemen, die in de volgende hoofdstukken besproken zullen worden.

[3]) H. G. Boumeester, Philips techn. T. **2**, 115, 1937.

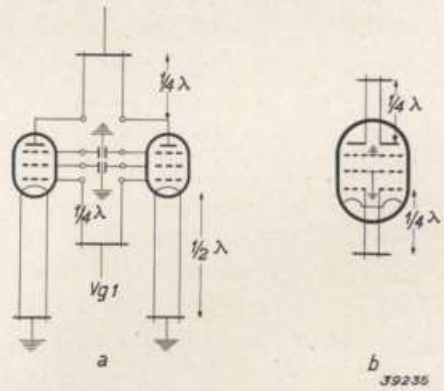


Fig. 2. *a*) Schema van twee penthoden in balansschakeling. De niet gemeenschappelijke gedeelten van vang- en schermroostertoevoeren zijn met behulp van variabele seriecapaciteiten afgestemd. De afregeling van de gloeidraadimpedantie geschiedt door Lechersystemen met de lengte $^1/_2\lambda$. Als trillingskringen in anode- en stuurroosterketen zijn hier ook Lechersystemen gebruikt (lengte $^1/_4\lambda$).

b) Bij de balanspenthode PPB 3/800 worden alleen de rooster- en anodekring afgestemd. De gloeidraden zijn binnen de ballon zeer kort doorverbonden. Verder is er slechts één gemeenschappelijk vang- resp. schermrooster.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

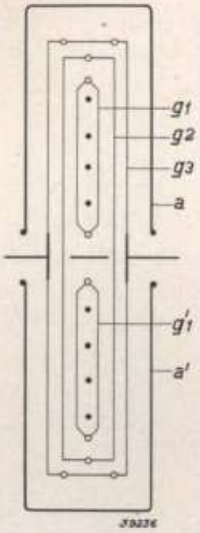


Fig. 3. Doorsnede van het electroden-systeem van de balanspenthode PPB 3/800. De afscherming tusschen de beide anodehelften voorkomt, dat electronen, afkomstig uit de rechter kathode, de linker anode kunnen bereiken en omgekeerd.

Principieele verschillen tusschen de moderne en de oudere typen van buizen

Wij zullen hier eerst die onderdeelen noemen, waaraan speciaal aandacht geschonken moet worden, en later op twee daarvan uitvoeriger ingaan.

a) Roosters en anode

Kleine afmetingen beteekent kleine oppervlakken en dus bij gegeven vermogen een hooge specifieke dissipatie. Het is derhalve noodig, voor de electroden-systemen een materiaal te gebruiken, dat hooge temperaturen verdragen kan. Nikkel en ijzer zijn hier minder geschikt in verband met hun vrij sterke verdamping; molybdeen, wolfraam en tantaal voldoen beter. In de nieuwe serie Philips-buizen is voor anode en roosters uitsluitend molybdeen gebruikt en alle verbindingen zijn met molybdeennagels geklonken of direct gelascht.

b) Kathode

De hooge bedrijfstemperatuur, die bij de anode 800-900 °C kan bedragen, maakt, dat als kathode alleen zuiver of gethorieerd wolfraam in aanmerking komt. Oxydkathoden zouden door terugverhitting vanuit de andere electroden te sterk worden overbelast. Gezien de groote emissie, die gethorieerd wolfraam geeft vergeleken bij zuiver wolfraam (ca 70 mA/W tegenover 6 mA/W), is het eerste gekozen. Met een betrekkelijk gering gloeidraadvermogen kan nu een ruime anodestroom worden verkregen, waardoor deze buizen met vrij lage anodespanning (3000 V en lager) een behoorlijk vermogen kunnen afgeven. Vooral bij de kortste golven, waar de kringverliezen bij hooge spanning zeer groot worden, is dit van belang (zie *fig. 4*).

c) Ballon

Het feit, dat in een klein binnenwerk een groot vermogen verwerkt wordt, maakt, dat het omhulsel van de buis, de ballon, óf zeer wijd gemaakt moet worden, óf van een moeilijk te verweeken glassoort vervaardigd dient te zijn. Bij gebruik van hard glas kan de ballon tamelijk nauwsluitend zijn, zoodat korte uitvoeren met geringe zelf- en wederzijdsche inductie verkregen worden. Toepassing van dit glas bracht aanvankelijk moeilijkheden met zich mede, doordat de bestaande soorten, vooral bij de hier optredende hooge bedrijfstemperatuur, eenigszins geleidend worden, waardoor speciaal de ingesmolten doorvoeren electrolytisch werden aangetast. Door gebruik te maken van nieuw ontwikkelde glazen en een aan de kwartslampen ontleende insmelttechniek gelukte het echter, deze moeilijkheden volledig te overwinnen, zooals hierna nog zal worden beschreven.

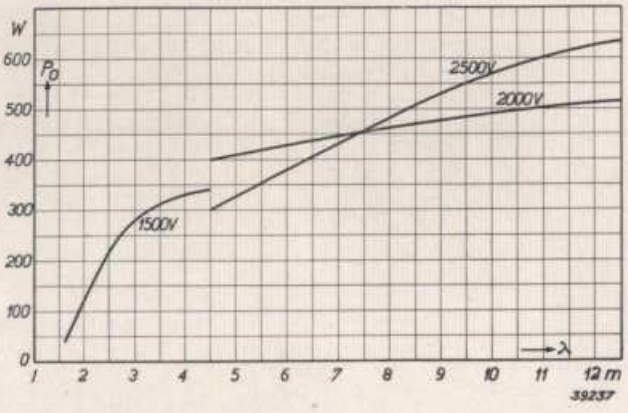


Fig. 4. Uitgangsvermogen van een PPB 3/800 als functie van de golflengte. Zooals men ziet, is het voordeeliger, bij kleine golflengten de anodespanning tot een bepaalde grens te verlagen, daar de verliezen in de kringen van de zender te sterk met de spanning toenemen. In verband met dit effect is het wenschelijk, buizen voor kleine golflengten voor betrekkelijk lage anodespanning te construeeren.

d) Gasbinder

Een ander gevolg van de hooge temperatuur was de moeilijkheid om tijdens het bedrijf een voldoende hoog vacuum te handhaven. Normale gasbinders als barium en magnesium waren hier niet bruikbaar en wel om verschillende redenen. Afgezien van de sterke belemmering der warmteuitstraling door de op de ballonwand aangebrachte spiegel, vormt deze ook een ongewenschte en slecht reproduceerbare capaciteit ten opzichte van de electroden. Ook is bij een ballontemperatuur van 300-350 °C de dampdruk van barium en magnesium

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

reeds zoo groot, dat moeilijk van „vacuum" gesproken kan worden.

Zirconium, waarvan de gasbindende eigenschappen reeds eerder in dit tijdschrift zijn besproken [4]), mist de genoemde bezwaren. Het laat zich in poedervorm gemakkelijk op de electroden aanbrengen en krijgt daardoor vanzelf de voor een goede werking benoodigde temperatuur.

Wij zullen in het volgende op de ballon en de gasbinder nog wat nader ingaan.

De ballon en de electroden-insmeltingen

Zooals reeds werd opgemerkt, treedt in het glas van de ballon, vooral tusschen de doorvoeren, gemakkelijk electrische geleiding op. De geleiding van glas berust, evenals de electrolyse van vloeistoffen, op ionenbeweging. Ook bij de geleiding van glas worden aan de polen stoffen afgescheiden. Deze hebben in het algemeen een minder betrouwbaar worden van de insmelting tengevolge. De meestal op het metaal aanwezige oxydelaag verkleurt, er vormen zich in de grenslaag gasbellen en na verloop van tijd wordt de buis lek. Als gevolg van diëlectrische verliezen, welke bij de ballons van zendbuizen met de electrolytische geleiding steeds gepaard gaan, wordt dit verschijnsel bij de korte golflengten nog hinderlijker.

Daar niet alle ionen, die in glas voorkomen, even bewegelijk zijn, kan men door geschikte keuze van de samenstelling van het glas een aanmerkelijke verbetering van het isoleerend vermogen bereiken. Gedurende de laatste jaren is men er in geslaagd, glassoorten te vervaardigen, waarvan de electrische geleidbaarheid vele duizenden malen kleiner is dan die van de gebruikelijke harde glazen (*fig. 5*).

Een andere groote verbetering was het invoeren van blanke metaalinsmeltingen. Door een juiste insmelttechniek in combinatie met toepassing van geschikte soorten glas gelukte het, doorvoeren van molybdeen en wolfraam volkomen vrij van oxyde te vervaardigen. Dergelijke blanke doorvoeren onderscheiden zich van de vroegere doorvoeren door het feit, dat zij, zelfs bij bedrijfstemperaturen van 400 °C en meer, volkomen vacuumdicht blijven.

Insmeltingen van deze soort zijn bij de penthoden van de hier beschreven serie gebruikt voor de beneden-doorvoeren (gloeidraad, stuur-, scherm- en vangrooster).

De top-doorvoeren (anode en een tweede aansluiting van het vangrooster) hebben, doordat hierop de uitgangskring is aangesloten, een belangrijk grootere hoogfrequente stroom te verdragen. Op zichzelf zou de blanke molybdeen- of wolfraaminsmelting zelfs hier goed voldoen; het is echter lastig, een geschikte kleminrichting erop te bevestigen. Rechtstreeksche aansluiting komt in verband met de broosheid van ingesmolten molybdeen of wolfraam niet in aanmerking.

Een veel robuustere oplossing krijgt men hier door het gebruik van zware koperpennen, die door middel van een opgesoldeerde „fernico"-ring aan de ballon zijn gesmolten. Deze doorvoeren kunnen gemakkelijk 50 A en meer uithouden.

Bij de trioden van deze serie is ook voor de beneden-aansluiting (gloeidraad) koper met fernico gebruikt.

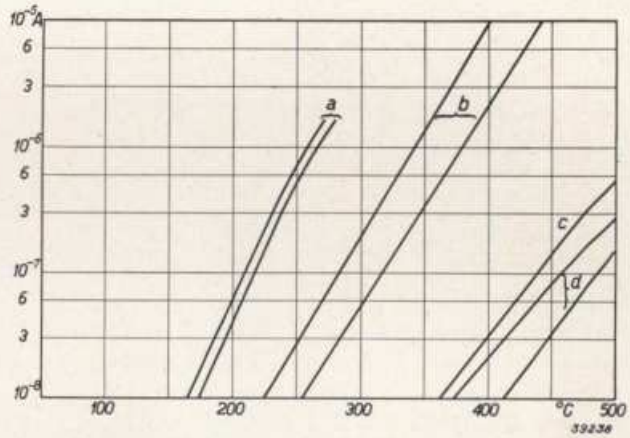


Fig. 5. Electrolytisch geleidingsvermogen van glas als functie van de temperatuur. In een stukje glas zijn op een onderlinge afstand van 1 cm twee draden van 1 mm ø ingesmolten, over een lengte van 1 cm. Tusschen de draden wordt 100 V gelijkspanning aangelegd. De stroom neemt ongeveer volgens een e-macht toe met de temperatuur. Er zijn vier groepen glas te onderscheiden:
a) Borosilicaatglas. Verweekingspunt 525-550 °C. Weerstand laag.
b) Zacht glas (loodglas). Verweekingspunt ca 450 °C. Weerstand vrij hoog.
c) Hard glas. Verweekingspunt 700-1000 °C. Weerstand hoog.
d) „Electrolyse-vrije" glazen. Verweekingspunt 550-600 °C. Weerstand zeer hoog.

De zirconium-gasbinder

Zuiver zirconium heeft een zeer sterke, van de temperatuur afhankelijke neiging tot het binden van gassen. Bij gebruik in poedervorm wordt een groot actief oppervlak verkregen, terwijl dan reeds bij lagere temperaturen gas wordt opgenomen. In het algemeen kan men zeggen, dat voor het binden van zuurstof en stikstof roodgloeihitte noodig is, terwijl waterstof uitsluitend door niet-gloeiende deelen wordt opgenomen (zie het in noot [4]) aangehaalde artikel).

In een zendbuis zijn als regel al deze temperaturen tegelijk aanwezig. Zoo is bij de grootste der hier beschreven buizen de maximale anodetemperatuur ca 800 °C, de laagste ca 300 °C, terwijl toevoerstrippen en dergelijke nog kouder kunnen zijn. Daar een

[4]) J. D. Fast, Philips techn. T. 5, 225, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

goed vacuum hier in de eerste plaats noodzakelijk is voor het in stand houden van de kathode-emissie (wolfraam-thorium-kathoden zijn zeer gevoelig voor zuurstof), ligt het voor de hand, het zirconiumpoeder in de onmiddellijke omgeving van de gloeidraad aan te brengen.

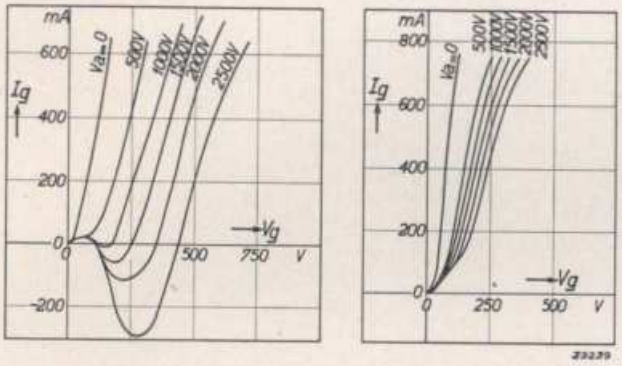


Fig. 6. Roosterstroomkarakteristieken van de TB 3/1000, *a*) zonder zirconium, *b*) met een zeer dunne laag zirconiumpoeder op het rooster. Doordat bij electronensnelheden van eenige honderden volts de coëfficient van secundaire emissie voor molybdeen grooter dan 1 is, kan in *a* een negatieve roosterstroom optreden. In de practijk gaat echter een hooge positieve roosterspanning gepaard met een lage anodespanning, zoodat bij een goed geconstrueerde buis de momenteele waarde van de roosterstroom steeds positief blijft.

Bij de penthoden uit deze serie is dan ook, behalve de anode, het schermrooster met zirconium bedekt. Het lag voor de hand, ook bij de trioden van een dergelijke beschermende kooi gebruik te maken, waarvoor dan alleen het stuurrooster in aanmerking komt. Weliswaar heeft het stuurrooster van een triode meestal een lagere bedrijfstemperatuur dan het schermrooster van een penthode, maar de gasbindende werking wordt in dit geval verhoogd door het feit, dat het zirconium op het stuurrooster ten opzichte van de omgeving een lage electrische potentiaal bezit, waardoor de eventueel aanwezige positieve ionen er naar toe getrokken worden. Inderdaad gelukt het met deze maatregel, ook in een triode een goed vacuum te onderhouden.

Het zirconiseeren van electroden heeft ook nog andere gevolgen. Zooals reeds in het in noot [3]) aangehaalde artikel werd beschreven, vermindert zirconium de secundaire emissie van het oppervlak, waarop het is aangebracht. Daar de totale stroom naar een electrode de som is van de primaire op de electrode vallende emissie en de daaraan tegengestelde secundaire emissie, kan men op de totale stroom invloed uitoefenen door de electrode meer of minder met zirconium te bedekken.

Bij het stuurrooster zal men in de regel trachten, de totale stroom zoo gering mogelijk te maken. Immers, elke vergrooting van de roosterstroom brengt met zich mede een toename van het excitatievermogen, dus een vermindering van de energieversterking. Het is hier dus gunstig, wanneer de secundaire emissie zoo goed mogelijk gelijk is aan de opgevangen primaire electronenstroom.

Nu is dit bij moderne zendbuizen, zonder zirconiseeren, meestal reeds ongeveer het geval. Zij zijn nl. geconstrueerd voor lage spanning en groote stroomdichtheid, waardoor in de buis zooveel ruimtelading aanwezig is, dat secundaire electronen daar moeilijk doorheen dringen en de secundaire emissiestroom, die opzichzelf belangrijk grooter dan de primaire stroom is, juist op ongeveer de gewenschte waarde wordt verlaagd.

Zirconiseeren van het rooster zou bij dergelijke buizen het evenwicht tusschen de stroomen verbreken en dus ongunstig werken. Om een indruk te geven van de verandering in roosterstroom door zirconiseeren, geven wij in *fig. 6* enkele karakteristieken. Bij de buis met gezirconiseerd stuurrooster, toegepast in een hoogfrequentie-schakeling, was de roosterstroom 165 mA en de energieversterking 18 maal, tegen 90 mA en 39 maal bij de normale buis. Om een dergelijke verhooging van de roosterstroom te voorkomen, worden in de nieuwe buizen met zirconium-gasbinder alleen die deelen van het stuurrooster bedekt, die niet aan een

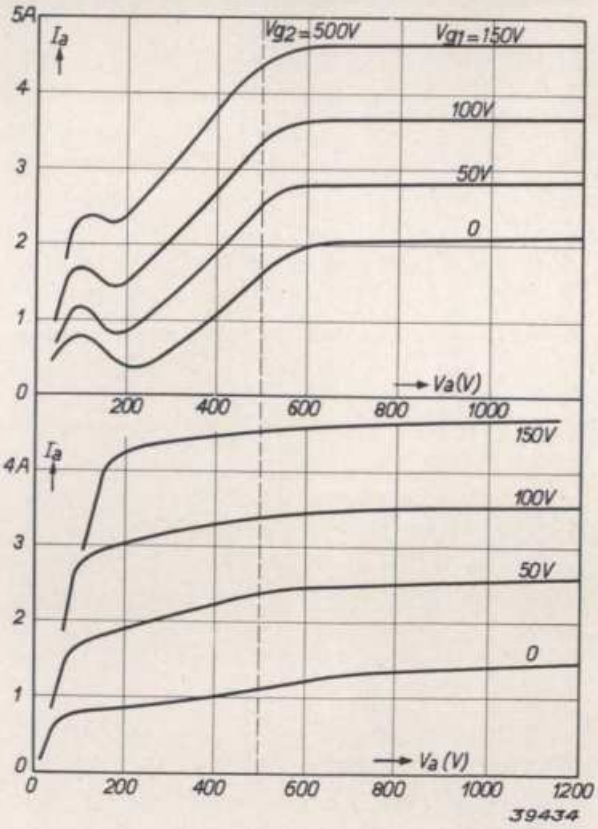


Fig. 7. De i_a-V_a-karakteristieken van twee tetroden. De bovenste karakteristiek heeft betrekking op een tetrode met molybdeen-anode; de onderste karakteristiek ontstaat, wanneer de anode inwendig met zirconiumpoeder wordt bedekt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

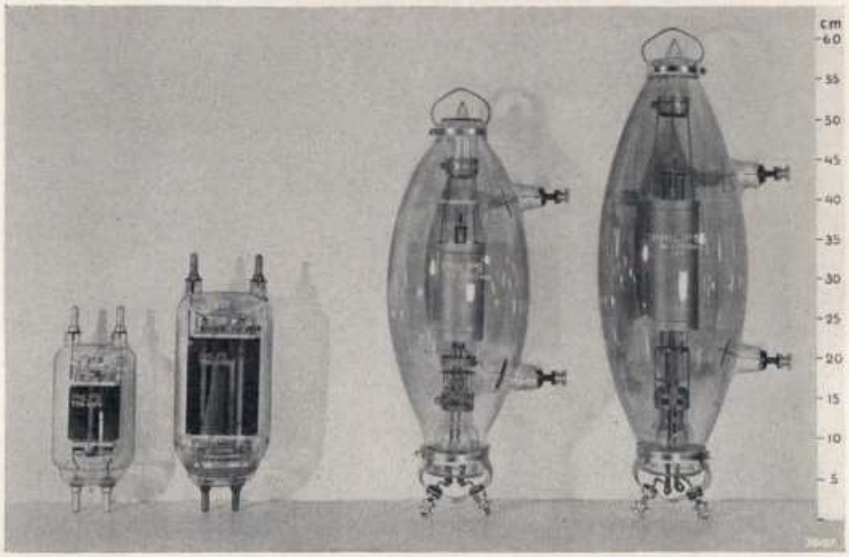


Fig. 8. Twee moderne zendtrioden (links) en twee vroeger gebruikte (rechts) van ongeveer hetzelfde vermogen. Het beeld illustreert de sterke vermindering van de uitwendige afmetingen.

rechtstreeksche beschieting door primaire electronen zijn blootgesteld. De deelen, die hiervoor in aanmerking komen, zijn de roosterstaven en eventueel die helft van het draadoppervlak, welke van de gloeidraad is afgekeerd.

Ook bij de anode beïnvloedt het bedekken (aan de binnenzijde) met zirconium de karakteristiek. In *fig. 7* ziet men i_a-V_a-karakteristieken van een tweetal 1000 W zendtetroden. De eene heeft een onbedekte molybdeen-anode; bij de andere is deze inwendig gezirconiseerd. In het laatste geval is de bekende knik, die tengevolge van de secundaire emissie optreedt voor $V_a < V_{g2}$, practisch geheel verdwenen en wordt een karakteristiek verkregen, die kan wedijveren met die van een ideaal geconstrueerde penthode [5]).

Een gunstige eigenschap van het poedervormige zirconium is nog het groote warmtestralingsvermogen, dat 80-90% van dat van een zwart lichaam bedraagt [6]). Hierdoor kon de specifieke dissipatie van de anode en roosters nog belangrijk worden verhoogd. Hoe daardoor de afmetingen konden worden gereduceerd ten opzichte van de vroegere buizen, blijkt wel duidelijk uit *fig. 8*.

Dank zij de hier beschreven maatregelen kon een groote verbetering in de kortegolf-eigenschappen worden verkregen. De meeste van deze zendbuizen kunnen tot golflengten van ca 3 m worden gebruikt, zonder dat het rendement, dat bij lange golven 70 tot 75% bedraagt, al te zeer afneemt (zie *fig. 9*).

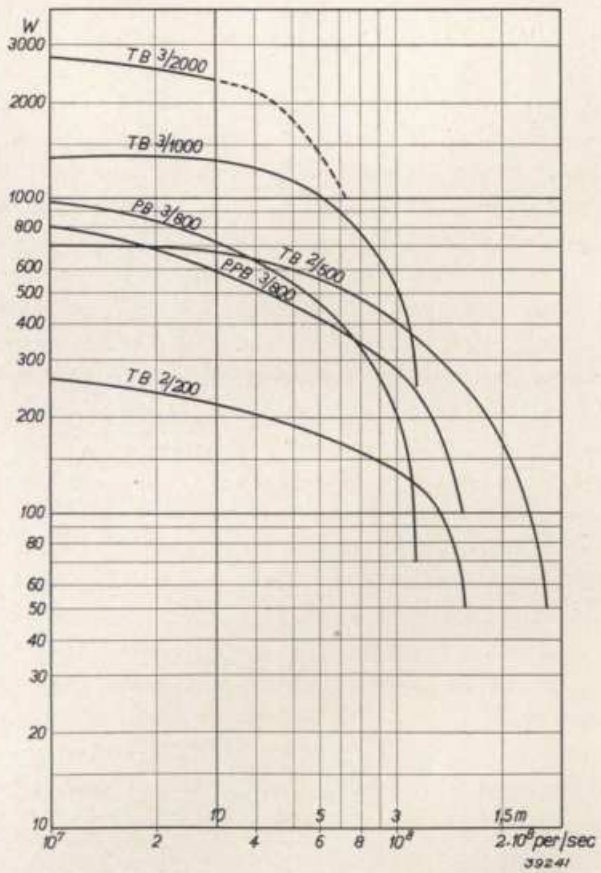


Fig. 9. Overzicht van het maximaal bereikbare uitgangsvermogen van de nieuwe serie zendbuizen op korte golven. De trioden geven in verschillende gevallen een grooter vermogen af dan de overeenkomstige penthoden; dit geschiedt echter ten koste van een veel grooter excitatievermogen.

[5]) Bij het beoordeelen van deze karakteristiek bedenke men, dat aan een zendbuis andere eischen worden gesteld dan aan een laagfrequentie-eindversterkerbuis. Zoo zal de „zirconiumtetrode" bij gebruik als laagfrequentie-versterker nog te veel distorsie geven, terwijl dit bij opwekking of versterking van hoogfrequente energie van geen belang is.

[6]) Deze eigenschap bezitten ook andere fijn verdeelde stoffen, zooals wolfraam (zie het in noot [3]) aangehaalde artikel).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

LAMPEN VOOR FOTOGRAFISCHE OPNAMEN

door N. A. HALBERTSMA en J. A. M. van LIEMPT. 771.448.1

Bij lampen voor fotografische doeleinden wordt de gloeidraad (ten koste van de levensduur) veel hooger verhit dan bij gloeilampen voor normaal gebruik. Hierdoor wordt een veel grootere specifieke lichtstroom verkregen, een winst, die bij de vooral in het blauw gevoelige fotografische plaat nog sterker tot uiting komt dan bij het menschelijk oog. Hierover worden eenige kwantitatieve gegevens verstrekt. De verschillende typen van gloeilampen voor het fotografeeren met kunstlicht worden tenslotte in het kort afzonderlijk behandeld.

Voor het vervaardigen van opnamen met kunstlicht staan tegenwoordig talrijke lichtbronnen ter beschikking. Behalve het magnesiumlicht, dat in vroegere tijden voor het fotografeeren met kunstlicht veel werd gebruikt en waaruit later de bliksemlichtlamp werd ontwikkeld [1]), worden, vooral in het atelier, ook gloeilampen toegepast. Deze laatste zijn weliswaar minder intensief en ook minder gemakkelijk verplaatsbaar dan de bliksemlichtlampen, aangezien de bliksemlichtlamp haar energievoorraad in zich zelf mededraagt, terwijl de gloeilamp op een stopcontact moet worden aangesloten. Hiertegenover staan echter de voordeelen, dat men bij gebruik van een gloeilamp het op te nemen voorwerp van te voren in die belichting kan zien, waarin men het wenscht te fotografeeren, en dat de kosten van een gloeilamp per opname lager zijn dan die van een bliksemlichtlamp. Al naar gelang van de bedoelde toepassing zullen de voordeelen van de bliksemlichtlamp of die van de gloeilamp de doorslag geven, zoodat elk van de twee soorten lichtbronnen een eigen toepassingsgebied bezit.

In de laatste jaren worden de gloeilampen op menig gebied van de verlichtingstechniek in toenemende mate vervangen door gasontladingslampen. Sommige van deze gasontladingslampen, zooals bijv. de natriumlamp, vertoonen ook voor fotografische toepassing onverwacht gunstige eigenschappen [2]). Echter zal de gloeilamp door haar gemakkelijk gebruik en het vervallen van een voorschakelapparatuur ook op dit gebied haar groote beteekenis blijven behouden, zoodat het ook nu nog zin heeft om gloeilampen te vervaardigen, die aan de speciale behoeften van de fotografie zijn aangepast. De hier volgende beschouwingen over de ontwikkeling van dergelijke gloeilampen mogen er toe bijdragen de keuze uit de verschillende lampsoorten, die voor fotografische doeleinden worden gemaakt, te vergemakkelijken.

[1]) Voor de bliksemlichtlamp „Photoflux", zie Philips techn. T. **1**, 289, 1936.

[2]) Over de toepassing van natriumlampen en andere gasontladingslampen in de fotografie, zie Philips techn. T. **2**, 24, 1937; **3**, 92, 1938 en **4**, 28, 1939.

Actinische lichtsterkte en levensduur

De keuze van de temperatuur van de gloeidraad van een gloeilamp stelt een compromis voor tusschen twee eischen: die van een zoo hoog mogelijke specifieke lichtstroom en die van een redelijke levensduur. Het is mogelijk lampen van zeer verschillende levensduur te maken, maar naarmate de gewenschte levensduur grooter is, zal de temperatuur van de gloeidraad en derhalve de specifieke lichtstroom lager moeten worden gekozen en omgekeerd. Lampen voor normale verlichtingsdoeleinden worden bijv. zoo gedimensionneerd, dat ze gemiddeld 1000 uur branden. De specifieke lichtstroom bedraagt dan, afhankelijk van de grootte van de lamp en van de netspanning, 1,0-1,5 Dlm/W. Daar het nu in verband met de beperkte belastbaarheid van de huiszekering resp. groepszekering niet mogelijk is om van een bepaalde tak van het net meer dan ca 750 W (127 V) resp. 1300 W (220 V) af te nemen, is men in de practijk beperkt tot het gebruik van 1 of 2 lampen van 500 W. Dit beteekent, dat men bij gebruik van gewone gloeilampen ten hoogste de beschikking heeft over een lichtstroom van 800 tot 1600 Dlm.

Hoewel de hiermede te verkrijgen verlichting niet meer dan eenige procenten van het gemiddelde daglicht bedraagt, zal het geadapteerde oog een woonkamer, die met de genoemde lichtstroom is verlicht, voor „daghelder" aanzien. Voor de fotografische materialen, welke niet over een zoo groote adaptatie als het menschelijk oog beschikken, is de genoemde lichtstroom echter in vele gevallen niet voldoende, vooral indien men, bijv. terwille van de diepte-scherpte, geen gebruik kan maken van de grootste thans bestaande lensopeningen.

Het is derhalve gewenscht de specifieke lichtstroom van gloeilampen voor fotografische doeleinden op te voeren; zij het dan ten koste van de levensduur. Daar deze gloeilampen bij het vervaardigen van een opname telkens slechts weinige minuten in bedrijf zijn, is hun levensduur van secundair belang, zoodat een belangrijke verhooging van de specifieke lichtopbrengst zelfs met een ver-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

mindering van de levensduur tot op weinige uren niet te duur is betaald.

Het toenemen van de specifieke lichtstroom bij verhoogen van de temperatuur van de gloeidraad is als volgt te verklaren: naast de toename van de straling voor elke golflengte gaat de spectrale samenstelling van de uitgezonden straling naar kortere golven verschuiven (zie *fig. 1a*) en daar het grootste gedeelte van de uitgezonden straling in het infraroode gebied is gelegen, beteekent dit, dat een steeds grooter percentage zichtbaar gaat worden. Aangezien nu het maximum van de gevoeligheid van fotografische emulsies bij nog kleinere golflengten ligt dan die van het oog, neemt de fotografische werking van de straling, zooals men uit de figuur kan opmaken, met toenemende temperatuur naar verhouding nog sterker toe dan de lichtstroom. Deze fotografische werking, het zg. actinische rendement van de straling, is natuurlijk ook afhankelijk van de aard van de lichtgevoelige emulsie; bij panchromatische emulsies zal het actinische rendement van de straling veel hooger zijn en, wat het verloop met de temperatuur betreft, beter met het visueele rendement overeenkomen dan bij orthochromatische of ongesensibiliseerde emulsies.

Als voorbeeld zijn in fig. 1*b* naast de relatieve ooggevoeligheidskromme *V* de gemiddelde spectrale gevoeligheidskrommen van een panchromatische, een orthochromatische en een ongesensibiliseerde emulsie weergegeven. Met behulp van de stralingskrommen volgens fig. 1*a* werden nu hieruit door een numerieke integratie voor elke temperatuur de visueele en actinische rendementen van de straling berekend [3]).

De resultaten zijn in *tabel I* samengesteld. Behalve de visueele en de drie verschillende actinische sterkte-waarden van het licht vindt men in de tabel voor elke van de aangegeven temperaturen de spanning aan de gloeidraad, het opgenomen vermogen en de levensduur. Daar ons hier slechts relatieve waarden interesseeren, zijn voor de normale gloeidraad-temperatuur van 2650 °K de waarden in alle kolommen gelijk 100 gesteld, met uitzondering van de levensduur, waarvoor 1200 uur werd aangenomen [4]).

Zooals men uit de tabel ziet, veranderen de visueele lichtsterkte en de actinische lichtsterkten evenals de levensduur zeer sterk met de temperatuur. Verhoogt men de temperatuur van de gloeidraad met 1%, dan neemt de visueele lichtsterkte van de straling gemiddeld 9% toe. De actinische

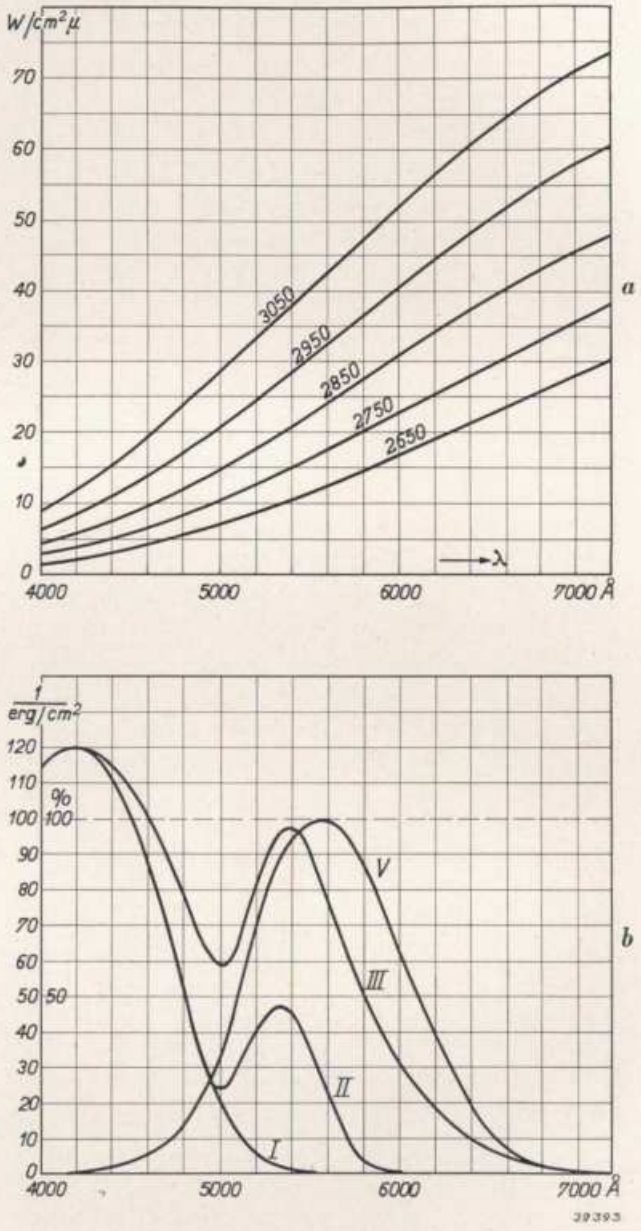


Fig. 1. a) Spectrale intensiteitsverdeeling van een gloeiend wolfraamoppervlak voor verschillende temperaturen, welke bij de krommen in °K zijn aangegeven.

b) Spectrale gevoeligheidskromme *V* van het oog en de gevoeligheidskrommen van verschillende soorten fotografische emulsies (schematisch): *I* ongesensibiliseerd, *II* orthochromatisch, *III* panchromatisch.

Als maat voor de fotografische gevoeligheid is aangegeven de omgekeerde waarde van de stralingsenergie in erg/cm², die noodig is om een zwarting 0,1 boven de natuurlijke sluier te verkrijgen.

[3]) De mogelijkheid om, uitgaande van de gevoeligheid van het oog of een fotografische plaat voor licht van verschillende golflengten, de gevoeligheid voor een samengestelde lichtsoort te berekenen, berust op de somwet, zie Philips techn. T. **6**, 161, 1941. Dat de somwet voor fotografische emulsies inderdaad geldt, is aangetoond door A. v. Kreveld, Diss. Utrecht 1933 en Physica **1**, 60, 1933.

[4]) De levensduur hangt in werkelijkheid niet alleen af van de gloeidraadtemperatuur maar ook van de dimensies en de vorm van het gloeilichaam. Derhalve kunnen uit de waarden van de tabel geen algemeen geldende conclusies worden getrokken. De hier onderstelde dimensionneering van de gloeidraad komt ongeveer overeen met die van de „Photolita" S.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Tabel I

Eigenschappen van een gloeilamp met wolfraamdraad voor verschillende temperaturen *.
De gegevens voor de berekening zijn ontleend aan C. Zwikker, Physica **5**, 252, 1925.

Temperatuur	Kleurtemperatuur	Spanning	Opgenomen vermogen	Levensduur	Lichtstroom	Specifieke lichtstroom	Fotografische actiniteit (%)		
							panchromatisch	orthochromatisch	ongesensibiliseerd
°K	°K	%	%	h	%	%			
2650	2710	100	100	1200	100	100	100	100	100
2750	2820	113,5	119	270	141	116	148	154	159
2850	2930	125,2	141	70	196	135	212	230	244
2950	3040	138,5	164	19	265	156	299	336	365
3050	3150	153	191	6	349	181	408	473	526
3150	3260	169	223	2	455	209	548	657	747
Gemiddelde procentueele toename van bovenstaande grootheden voor 1% temperatuurverhooging									
1	0,94	2,89	4,64	—31	9,0	4,3	10	11	12

* De fotografische actiniteiten voor de panchromatische, de orthochromatische en de ongesensibiliseerde emulsies zijn voor een temperatuur van 2650 °K gelijk 100 gesteld en derhalve niet onderling te vergelijken. Om vergelijkbare getallen te verkrijgen zou men de waarden voor de orthochromatische en panchromatische emulsie resp. met een factor 1,57 en 3,56 moeten vermenigvuldigen.

lichtsterkten stijgen daarentegen 10 tot 12%, zoodat de actinische werking per eenheid van lichtstroom met toenemende temperatuur inderdaad steeds grooter wordt. Aan de andere kant neemt de levensduur bij een temperatuurverhooging van 1% niet minder dan 30% af. Hieruit volgt, dat men, teneinde een behoorlijke verbetering van het actinische rendement te bereiken, een zeer sterke verlaging van de levensduur moet toelaten.

De verschillende gloeilampen voor fotografische opnamen

Bij de door Philips vervaardigde gloeilampen voor fotografische doeleinden onderscheidt men twee klassen: lampen met een levensduur van 100 bedrijfsuren en lampen met een levensduur van 2 bedrijfsuren. Voor algemeene fotografische toepassingen zal men gewoonlijk lampen van 100 uur levensduur gebruiken; de lampen van 2 uur levensduur verdienen echter de voorkeur, wanneer wat de belichtingssterkte betreft zeer hooge eischen worden gesteld, zooals bij het maken van momentopnamen en kinematografische opnamen of bij het werken met kleurenfilm.

Behalve de levensduur vormen ook het vermogen van de lamp en de lichtverdeeling punten van overweging.

De lampen worden gemaakt in grootten van 500 W en 250 W, waarbij doorgaans uitvoeringen voor alle gebruikelijke netspanningen worden vervaardigd. Lampen van 500 W bezitten bij 100 uur levensduur een lichtstroom van 1100 Dlm, terwijl ze bij 2 uur levensduur een lichtstroom van 1600 Dlm ontwikkelen. Dit laatste is ongeveer tweemaal zoo veel als een gloeilamp van normale levensduur bij hetzelfde vermogen zou uitstralen.

De werkelijk behaalde winst is echter, zooals reeds gezegd, grooter dan een factor 2, daar ook de actiniteit van het licht belangrijk is toegenomen. Neemt men als grondslag voor de actiniteit het gemiddelde van de in tabel I aangegeven voorbeelden, dat ongeveer overeenstemt met een orthochromatische plaatsoort, dan komt een lamp van 500 W, 1100 Dlm in actinische waarde overeen met een op normale temperatuur brandende gloeilamp van ca 1300 Dlm, terwijl de lamp van 500 W, 1600 Dlm de actinische waarde van ca 2500 Dlm normaal gloeilampenlicht bezit. Zou men in plaats van de fotolampen „Bi-Arlita"-lampen willen gebruiken, die in hun grootste uitvoering een rendement van 1,5 Dlm/W hebben, dan zou men in het eerste geval 870 W en in het laatste geval 1670 W moeten installeeren. Bij de lamp van 2 uur levensduur bedraagt de stroombesparing dus ongeveer een factor 3, hetgeen beteekent, dat men, bij een gegeven belastbaarheid van het net, met behulp van de foto-gloeilamp een 3maal zoo groote actinische lichtstroom kan opwekken als met „Bi-Arlita"-lampen.

De lichtverdeeling van de lampen wordt bij de verschillende typen beïnvloed door de ballon al of niet te matteeren en eventueel gedeeltelijk inwendig met een spiegelende laag te bedekken, terwijl de vorm van de ballon eveneens van belang is. Het is wenschelijk om in dit opzicht over een zekere verscheidenheid van uitvoeringen te beschikken, om in

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

elk speciaal geval het licht zoo scherp te kunnen bundelen als het op te nemen object toelaat of vereischt. Dit is zeer gewenscht, aangezien door dit bundelen van het licht een verdere aanzienlijke winst in de belichting van het object kan worden verkregen. Wij willen nu nog de diverse typen in het kort afzonderlijk behandelen.

Lampen met een levensduur van 100 bedrijfsuren

De lampen met 100 bedrijfsuren worden in twee uitvoeringsvormen vervaardigd: de „Photomirenta"-lamp en de „Argaphoto"-lamp. Beide hebben 500 W, 1100 Dlm en dus volgens het bovenstaande een gemiddelde actinische werking van 1300 Dlm. De „Photomirenta"-lamp (zie *fig. 2*) heeft een

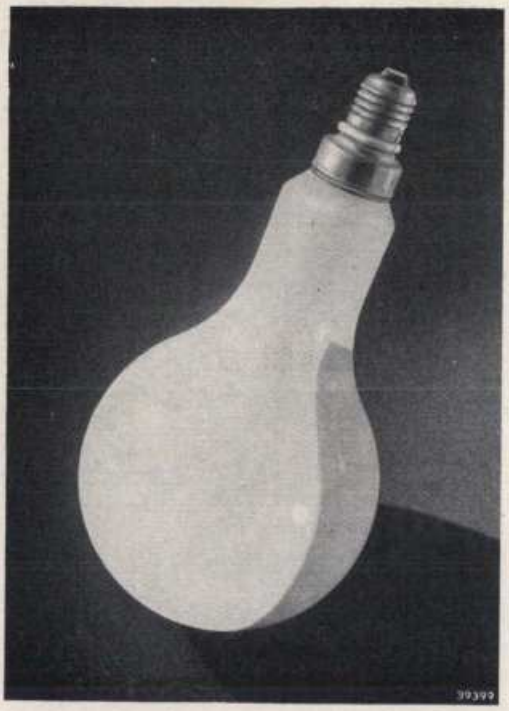


Fig. 2. De fotogloeilamp „Photomirenta" met melkglazen ballon, waarvan de achterhelft inwendig met een spiegelende laag is bedekt.

bolvormige ballon van 15 cm diameter, waarvan de achterzijde inwendig met een spiegelende laag is bedekt, terwijl de voorzijde uit een lichtverstrooiend melkglas bestaat. Op deze wijze ontstaat een breede bundel, die dank zij de diffuseerende werking van het melkglas geen storende slagschaduwen geeft. In *fig. 3* is de lichtverdeeling weergegeven. Deze niet al te sterk in één richting geconcentreerde lichtverdeeling vormt een gunstig compromis voor universeele toepassingen.

De „Argaphoto"-lamp heeft een kleine ballon zonder spiegellaag en dient in combinatie met een reflector te worden gebruikt. In de hiervoor geschikte „Philiray"-reflector kan de lamp op en

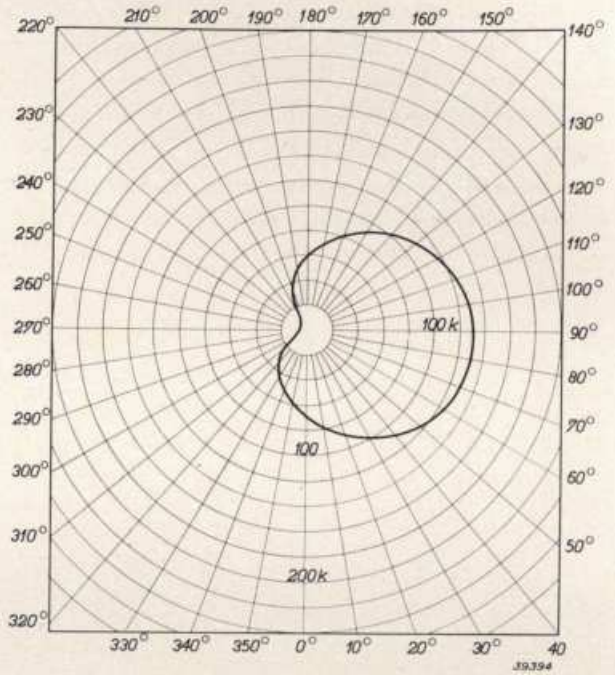


Fig. 3. Lichtverdeeling van de „Photomirenta"-lamp (zie fig. 2) in een vlak loodrecht op de as.

neer worden geschoven, waardoor de breedte van de bundel kan worden gevarieerd. In *fig. 4* is de reflector weergegeven, *fig. 5* geeft het lichtverdeelingsdiagram bij een zoo sterk mogelijke bundeling van het licht, waarbij de maximale lichtsterkte het 20-voudige bedraagt van de gemiddelde sferische lichtsterkte van de lamp.

De „Argaphoto"-lamp met reflector is vooral geschikt voor het vervaardigen van foto's met artistiek effect of wel voor bijverlichting naast de

Fig. 4. De fotogloeilamp „Argophoto" met reflector „Philiray".

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

„Photomirenta"-lamp. Ook voor infrarood-fotografie is zij, al of niet met een infraroodfilter, de aangewezen lichtbron.

De lamp is verder van belang voor het vervaardigen van opnamen met minder gevoelige filmsoorten, zooals de zg. directe duplicaatfilm (welke rechtstreeks positief kan worden ontwikkeld) en de moderne kleurenfilms voor camera's van klein formaat.

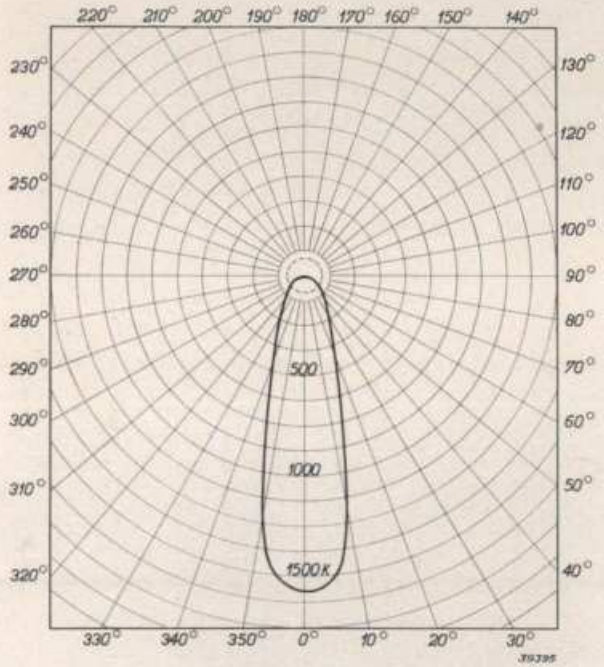


Fig. 5. Lichtverdeeling van de „Argaphoto"-lamp (fig. 4),
- - - - - zonder reflector
——— met reflector.
Door de sterke bundeling wordt de maximale lichtsterkte in de asrichting ongeveer 12maal zoo groot als bij de „Photomirenta"-lamp.

Lampen met een levensduur van 2 bedrijfsuren („Photolita"-lampen)

De lampen van 2 bedrijfsuren worden in twee grootten vervaardigd: 500 W, 1600 Dlm en 250 W, 900 Dlm. De lampen van 250 W zijn, actinisch gewaardeerd, ongeveer even sterk als de „Argaphoto" en de „Photomirenta", die het dubbele vermogen opnemen. Weliswaar is de lichtstroom van de „Photolita"-lamp iets kleiner, maar door de toename van de actinische werking per eenheid van lichtstroom wordt dit verschil meer dan gecompenseerd. De lampen van 500 W komen voor toepassingen in aanmerking, waarbij zeer hooge lichtsterkten worden geëischt, zooals bij het maken van cinematografische opnamen op smalfilm en speciaal op kleurenfilm.

In verband met de hooge belasting van de gloeidraad zijn bij de „Photolita"-lampen eenige voorzorgsmaatregelen gewenscht, teneinde de op zich

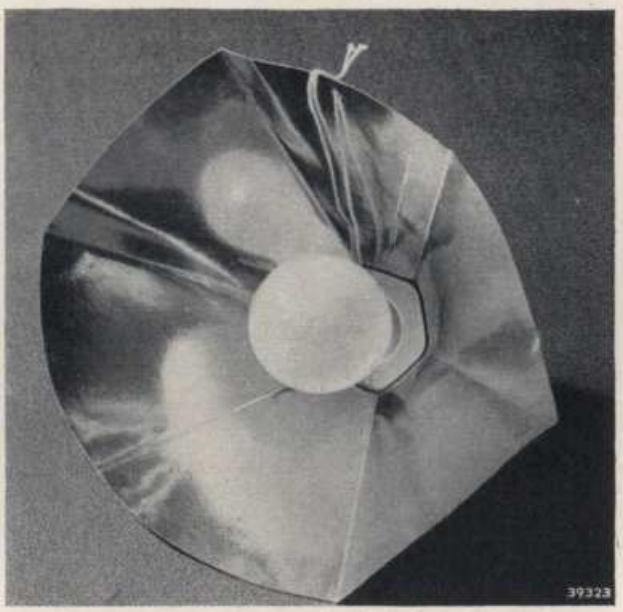


Fig. 6. De „Photolita"-lamp met eenvoudige papieren reflector.

zelf reeds korte levensduur niet nog te verlagen. Derhalve mag de lamp niet in een willekeurige stand branden, maar slechts in die stand, welke op de ballon van de lamp is aangegeven. Bovendien moet men er op letten, dat de netspanning niet hooger is, dan voor de lamp is voorgeschreven. Verder wake men er voor de lamp nooit langer in te schakelen, dan voor het maken van de opname beslist noodzakelijk is. Een handig middel hiertoe is het gebruik van een serie-parallel-schakelaar, waarmede twee lampen naar keuze in serie

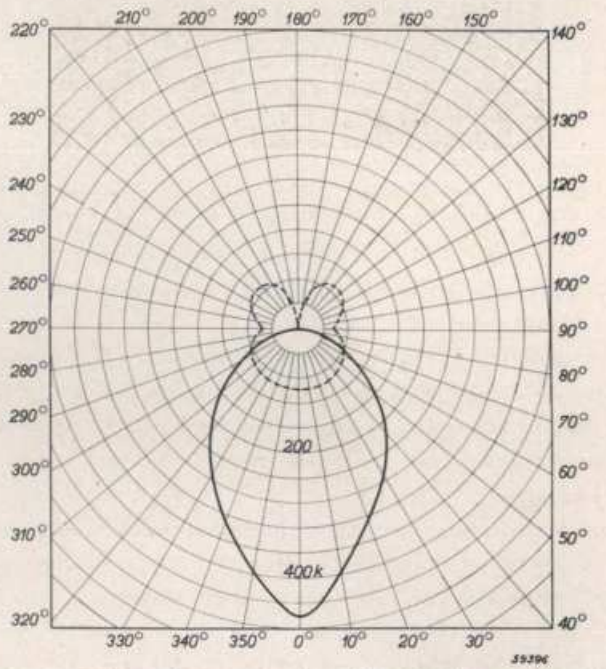


Fig. 7. Lichtverdeeling van de „Photolita"-lamp (fig. 6),
- - - - - zonder reflector
——— met papieren reflector.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

of parallel kunnen worden geschakeld. Voor het instellen van de verlichting, dat bij zorgvuldig werk veel tijd kan kosten, schakelt men de lampen in serie, waardoor ze op onderspanning branden en een practisch onbegrensde levensduur bezitten (ca 1000 uur). Pas kort voor het belichten worden de lampen dan een oogenblik lang parallel geschakeld.

Wat de lichtverdeeling betreft, gelden voor de „Photolita"-lampen dezelfde overwegingen als voor de lampen van 100 bedrijfsuren. Er bestaan weer twee uitvoeringsvormen, waarvan de eene in combinatie met een reflector dient te worden gebruikt, terwijl de andere zelf die reflector bezit.

De reflector kan van hetzelfde type worden gekozen als bij de „Argaphoto"-lamp; daarnaast levert echter, dank zij de kleine afmetingen van de „Photolita"-lampen (9 cm diameter) ook de eenvoudige papieren reflector, welke bij de bliksemlichtlamp „Photoflux" wordt toegepast, een zeer geschikte lichtverdeeling. In *fig. 6* is de lamp met papieren reflector weergegeven; *fig. 7* toont de lichtverdeelingskromme. De maximale intensiteit is hier gelijk aan het 5,5-voudige van de gemiddelde sferische lichtsterkte van de lamp.

Bij de uitvoering met inwendige spiegelende laag (zie *fig. 8*) is de achterzijde conisch gevormd en niet bolvormig, zooals bij de „Photomirenta"-lamp het geval is. Hierdoor wordt een scherpere bundeling van het licht verkregen.

Lampen voor bijzonder goede kleurweergave

De combinatie van een willekeurige lichtbron met een willekeurige soort negatiefmateriaal levert in het algemeen geen juiste kleurweergave, dwz. de zwarting van het negatief komt niet geheel overeen met de helderheidswaarde van de verschillende kleuren in het daglicht. Meestal zullen deze onjuistheden bij gebruik van gloeilampen niet storend aan den dag treden, mits men als negatiefmateriaal een orthopanchromatische of een panchromatische emulsie gebruikt. In gevallen, waarbij zeer hooge eischen worden gesteld, kan de kleurweergave soms door gebruik van een blauw-groen of groen filter nog iets worden verbeterd.

Voor nog sterker roodgevoelig panmateriaal wordt een speciale lamp gemaakt, welke voorzien is van een ballon van blauw glas. De levensduur van deze lamp bedraagt 300 uur. Een speciaal toepassingsgebied van deze lampen is gegeven door de mogelijkheid om ze als bijverlichting overdag te gebruiken voor het maken van kleurenfoto's op daglichtfilm, die met het licht van gewone gloeilampen zonder filter geen juiste kleurweergave levert.

Fig. 8. De „Photolita" lamp met inwendige verspiegeling. Om het licht naar de achterzijde te onderscheppen is de hals van de ballon zwart gemaakt. De huls van de lamp is voorzien van een spiraaltje, teneinde de lamp in de voorgeschreven stand in de fitting te kunnen schroeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

EEN EENVOUDIG SYSTEEM VAN BANDSPREIDING BIJ KORTE-GOLF-ONTVANGST

door C. J. van LOON. 621.396.662 : 621.396.62.029.58

Terwijl in de vroeger in dit tijdschrift beschreven systemen van bandspreiding steeds gebruik werd gemaakt van afzonderlijke variatie-elementen (variabele condensator of spoel) voor de fijne afstemming binnen elk der vijf of zes korte-golf-banden, is nu een systeem uitgewerkt, waarbij voor deze afstemming de gewone, voor de normale afstemming gebruikte draaicondensator wordt toegepast. Het variatiegebied van de kringcapaciteit wordt hierbij door bijschakeling van vaste condensatoren tot de gewenschte geringe grootte teruggebracht. De consequenties hiervan en eenige bijzonderheden van de practische uitvoering worden in dit artikel besproken. De belangrijkste voordeelen van het systeem zijn, naast een betere signaal-ruisch-verhouding en volkomen vrijheid van microfonisch effect, de eenvoudige mechanische constructie en de eenvoudige bediening. Deze laatste is nu tot dezelfde handgrepen gereduceerd als het afstemmen op lange-golf- en middengolf-stations en geschiedt ook met dezelfde bedieningsknoppen.

Inleiding

De resonantiefrequentie van een trillingskring, die uit een vaste zelfinductiespoel en een draaicondensator van gebruikelijke constructie is samengesteld, verandert tusschen de uiterste standen van de draaicondensator in het algemeen ongeveer met een factor 3,5. Voor het afstemmen van radio-ontvangtoestellen kan derhalve het gebied der lange golven (ca 700-2000 m), het middengolf-gebied (160-560 m) en het korte-golf-gebied (13-50 m) elk met behulp van één bepaalde spoel worden bestreken, die door de zg. golfschakelaar in de trillingskring wordt geschakeld.

In het gebied der korte golven van 13 tot 50 m beantwoordt op deze wijze een volle slag van de draaicondensator aan een frequentievariatie van ca 22 000 — ca 5 800 = 16 200 kper/sec. Liggen twee zendstations in dit golflengtegebied naast elkaar, met de hierin gebruikelijke frequentieafstand van 10 kper/sec, dan zal reeds een uiterst geringe draaiïng van de draaicondensator (gemiddeld 1/1600 van de volle slag) de afstemming van de eene zender op de andere doen overgaan. Om de afstemming bij deze korte golven even gemakkelijk te maken als wij het nu bij de normale omroepgolven gewend zijn, zou men derhalve voor een uiterst fijne en nauwkeurig reproduceerbare instelling van de draaicondensator, alsmede voor een zeer langgerekte stationsschaal moeten zorgen.

De constructieve moeilijkheden, waarop men bij dit streven stuit, hebben ertoe geleid de oplossing vooralsnog in een andere richting te zoeken. Men gaat daarbij uit van het feit, dat de omroepstations in het genoemde gebied van korte golven volgens de tegenwoordige internationale overeenkomst geconcentreerd zijn op slechts zeven betrekkelijk smalle banden, zie *tabel I*. Elk dezer banden kan

Tabel I

Aanduiding van band	Frequentiegrenzen in megaper/sec	Δf in kper/sec	$\Delta f/f$
13 m	21,45 - 21,75	300	1,4%
16 m	17,75 - 17,85	100	0,6%
20 m	15,10 - 15,35	250	1,7%
25 m	11,70 - 11,90	200	1,7%
30 m	9,50 - 9,70	200	2,1%
40 m	7,20 - 7,30	100	1,4%
50 m	6,00 - 6,20	200	3,3%

men beschouwen als een afzonderlijk golfgebied, analoog aan de gebieden van lange golf en middengolf, echter met dit verschil, dat binnen elk der zeven banden de frequentie niet met een factor 3,5, maar slechts met enkele procenten behoeft te worden gevarieerd (kolom $\Delta f/f$ in tabel I). Men kan derhalve *op elke band* afstemmen met behulp van een (nauwkeurige constante) vaste spoel en condensator, en de vereischte geringe frequentievariatie *binnen de band* kan men bewerkstelligen met een variabele extra spoel of condensator, welker zelfinductie of capaciteit slechts een paar procent van die van de vaste elementen behoeft te zijn en dus niet zoo nauwkeurig reproduceerbaar behoeft te worden ingesteld. Elke band wordt op deze wijze over een volle slag van het variatie-element en over een hieraan beantwoordende afzonderlijke frequentieschaal met normale dichtheid der stations uitgespreid. Vandaar de gemeenschappelijke naam „bandspreiding" voor deze afstemsystemen.

In een vroeger in dit tijdschrift verschenen artikel [1]) is reeds op het principe en op twee verschillende practisch toegepaste systemen van de band-

[1]) Ontvangtoestellen met geijkte stationsschaal voor korte golven, Philips techn. T. 4, 296, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

spreiding ingegaan. Bij het eerste systeem werd de afstemming op elke band verkregen door combinaties van bepaalde vaste spoelen en condensatoren. Het toestel, waarin dit systeem werd gebruikt, was een superheterodyne-ontvanger met drie afgestemde kringen, nl. antennekring, hoogfrequentie-versterkerkring en oscillatorkring, de bandspreiding werd echter alleen op de laatstgenoemde kring toegepast. Om de twee andere, zonder bandspreiding werkende, kringen althans ruw af te stemmen, moesten deze eerst met het gewone stel draaicondensatoren op de band worden ingesteld; dan werd door een schakelaar het condensatorpakket van de oscillatorkring vervangen door een vaste capaciteit met daaraan parallel een afzonderlijke kleine variabele condensator. Deze had een eigen aandrijving en stationswijzer, waarmede nu nauwkeurig binnen de band kon worden afgestemd.

Bij het tweede practisch uitgevoerde systeem werd voor alle banden eenzelfde vaste spoel gebruikt, en de afstemming op elke band werd bewerkstelligd, door het stel variabele, voor de normale afstemming gebruikte, condensatoren (schuifcondensatoren) op mechanische wijze telkens in een bepaalde, zeer nauwkeurig vastgelegde stand te brengen. Daarmee waren dus alle drie kringen reeds op de band afgestemd, en in twee kringen, nl. van de oscillator en van de hoogfrequentie-versterkertrap, werd nu bandspreiding toegepast door binnen elke band af te stemmen met een kleine variabele zelfinductie (spoel met verschuifbare ijzerkern), wederom met eigen aandrijving en wijzer.

In de specifieke voor- en nadeelen van deze systemen willen we ons hier niet opnieuw verdiepen, alleen zij hier de aandacht gevestigd op het feit, dat de invoering van elk dezer bandspreidingssystemen twee nieuwe bedieningsknoppen op de frontplaat van het toestel deed verschijnen, nl. voor keuze van de band en afstemming binnen de band. Hoewel dit opzichzelf indruischt tegen het algemeene streven om de bediening der ontvangtoestellen zoo eenvoudig mogelijk te houden, werd hiermee genoegen genomen, in de verwachting, dat de gebruiker, wanneer hem nieuwe faciliteiten worden geboden, een wat omslachtiger bediening gaarne op de koop toe neemt. Is dan na eenige tijd het „nieuwe" er af, dan treedt naast de verdere perfectionneering de eisch van een eenvoudige bediening weer op de voorgrond, terwijl de fabrikant tevens er naar zal streven, de nieuwe vinding door vereenvoudigingen in de constructie ook in toestellen van lagere prijsklasse te kunnen toepassen en daardoor voor een grootere kring van gebruikers beschikbaar te maken.

Conform deze algemeene ontwikkelingslijn is door Philips een nieuw systeem van bandspreiding uitgewerkt, dat de bediening weer even eenvoudig maakt als voordien. De grondgedachte hiervan is, dat het een zekere verkwisting beteekent, wanneer men een afzonderlijk variatie-element voor de afstemming binnen de banden gebruikt, terwijl toch reeds een variabel element in de vorm van de gewone draaicondensator aanwezig is. Weliswaar heeft deze laatste een variatiegebied van de capaciteit, dat eenige honderden malen grooter is dan voor de afstemming in elke band wordt vereischt. De hierbij resulteerende variatie van de kringcapaciteit kan echter op betrekkelijk eenvoudige wijze tot de gewenschte grootte worden teruggebracht. De afzonderlijke bedieningsinrichting voor de bandspreiding kan dan weer verdwijnen: het kiezen van de band kan geschieden met dezelfde golfschakelaar, het afstemmen binnen de band met dezelfde afstemknop, die ook voor de midden en lange-golfgebieden worden gebruikt [2]).

Het gebruik van de normale afstemcondensator als variatie-element

Hoe wordt nu het reduceeren van het variatiegebied bewerkstelligd? Om het exact uit te drukken, het gaat er om te zorgen, dat bij een volle slag van de draaicondensator de totale capaciteit C van de trillingskring slechts met een klein bedrag ΔC verandert, en wel moet $\Delta f/f = {}^1/_2\,\Delta C/C$ de in tabel I aangegeven (of een weinig grootere) waarden verkrijgen.

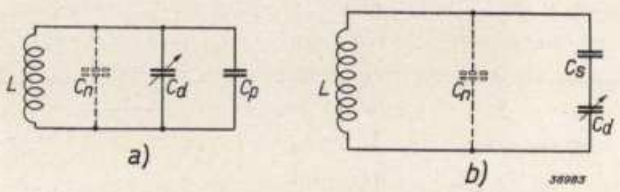


Fig. 1. In de trillingskring, bestaande uit de spoel L en de draaicondensator C_d, kan een vaste condensator parallel (C_p in a) of in serie (C_s in b) met de draaicondensator worden geschakeld. C_n zijn de parasitaire capaciteiten in de kring.

De eenvoudigste manier om het variatiegebied van de capaciteit te reduceeren is het schakelen van een vaste condensator parallel of in serie met de draaicondensator, zie *fig. 1a* en *b*. Beschouwen we eerst fig. 1*a*. C_n vat hierin de parasitaire capaciteiten van de kring samen. Zonder C_p zou de kring-

[2]) Bij de eerste verwezenlijking van het nieuwe systeem was weliswaar, om de golfschakelaar niet te omvangrijk of te ingewikkeld te maken, nog een extra schakelaar voor de keuze van de band aangebracht. Dit is echter niet essentieel noodig en kan door een ander schakelmechanisme worden vermeden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

capaciteit bij een volle slag van de draaicondensator veranderen van de kleine waarde $C_n + C_{dmin}$ (als C_{dmin} de nulcapaciteit van de draaicondensator is) tot de waarde $C_n + C_{dmax}$. Practisch kan bijv.

$$\begin{aligned} C_n &= 30\ \mu\mu F, \\ C_{dmin} &= 10\ \mu\mu F, \\ C_{dmax} &= 450\ \mu\mu F \end{aligned}$$

zijn, zoodat de kringfrequentie met de reeds genoemde factor $\sqrt{480/40} \approx 3{,}5$ uiteenloopt. Na het bijschakelen van C_p wordt echter de verhouding tusschen maximum en minimum capaciteit

$$\frac{C_p + C_n + C_{dmax}}{C_p + C_n + C_{dmin}}$$

en men ziet, dat bij keuze van een voldoend groote parallelcapaciteit C_p de frequentievariatie $\Delta f/f$ bij een volle slag van de draaicondensator tot een willekeurig kleine waarde kan worden teruggebracht. Om bijv. $\Delta f/f = 2\%$ te maken, zou men in het genoemde getallenvoorbeeld $C_p = 11\,000\ \mu\mu F$ moeten kiezen. Bekijkt men op analoge wijze fig. 1*b*, dan vindt men, dat hetzelfde resultaat kan worden verkregen door serieschakeling van een voldoend kleine capaciteit C_s; in het voorbeeld zou voor $\Delta f/f = 2\%$ de seriecapaciteit $C_s \approx 4{,}2\ \mu\mu F$ moeten zijn.

In het eerste geval komt men dus tot een zeer groote, in het tweede geval tot een heel kleine totale kringcapaciteit. Daardoor zijn beide gevallen niet zonder meer practisch bruikbaar. De kringcapaciteit mag nl. niet te klein zijn, daar dan de parasitaire capaciteiten van spoelwikkelingen en leidingen, die meestal vrij sterk van de temperatuur en andere invloeden afhangen, een te groot aandeel van de geheele capaciteit beslaan en hun variaties daardoor de kringfrequentie teveel zouden doen verloopen. Anderzijds mag, wanneer we speciaal de oscillatorkring van een superheterodynetoestel beschouwen, de kringcapaciteit ook niet te groot zijn, daar het anders moeilijk wordt om de kring te doen oscilleeren. Het in *fig. 2* geschetste principeschema van de oscillatorkring moge dit verduidelijken. Bij een zekere roosterwisselspanning op de buis vloeit een anodewisselstroom, deze doet een wisselspanning op de LC-kring ontstaan en hierdoor wordt weer een wisselspanning in de terugkoppelspoel L_t veroorzaakt. Deze wisselspanning moet (minstens) gelijk zijn aan de oorspronkelijke roosterwisselspanning, opdat de trilling niet uitsterft. Nu zal deze wisselspanning grooter zijn, naarmate de koppeling van L en L_t vaster en de parallelimpedantie van de LC-kring (dus de spanning op L) grooter is. Deze impedantie is voor de resonantiefrequentie ω gegeven door $R = Q/\omega C$, waar Q de kwaliteitsfactor van de spoel beteekent. Om de kring te doen oscilleeren, zal dus, vooral bij korte golven, de terugkoppeling vaster moeten zijn, naarmate de capaciteit C grooter is. Constructief is het niet zoo gemakkelijk de gewenschte vaste terugkoppeling te verwezenlijken, vooral aangezien bij grootere C voor de afstemming weer een kleinere spoel L noodig is.

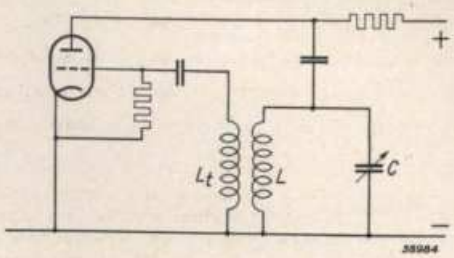


Fig. 2. Principeschakeling van de oscillator van een superheterodyne-ontvangtoestel.

Deze gezichtspunten leidden voor de hier beschouwde korte golven tot de eisch, dat de kringcapaciteit niet kleiner dan ca 150 $\mu\mu F$ en niet grooter dan ca 250 $\mu\mu F$ moet zijn.

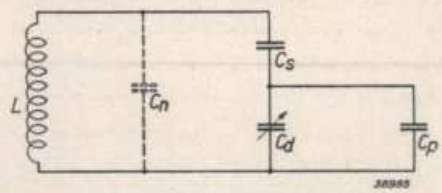


Fig. 3. Schakeling, waarmee de procentueele variatie van de kringcapaciteit bij een volle slag van de draaicondensator C_d tot een willekeurig klein bedrag kan worden gereduceerd, terwijl de totale kringcapaciteit een voorgeschreven waarde kan verkrijgen.

Aan deze eisch, tegelijk met die van een bepaalde $\Delta C/C$, kan men voldoen door twee vaste condensatoren C_p en C_s op de in *fig. 3* aangegeven wijze bij de draaicondensator te schakelen. Bij dit samenstel van capaciteiten bedraagt de totale kringcapaciteit voor de minimum en de maximum stand van de draaicondensator respectievelijk

$$\left.\begin{aligned} C_1 &= C_n + \frac{1}{\frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_{dmin} + C_p}}, \\ \text{en}\quad C_2 &= C_n + \frac{1}{\frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_{dmax} + C_p}}. \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (1)$$

We kunnen nu voor C_1 en C_2, dus voor de kringcapaciteit en de variatie daarvan, bepaalde waarden voorschrijven en hebben dan in (1) twee vergelij-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

kingen, waaruit de vereischte waarden van C_s en C_p berekend kunnen worden. Willen we bijv., met de reeds genoemde waarden van C_n, C_{dmin} en C_{dmax}, de waarden $C_1 = 162$ µµF, $C_2 = 171$ µµF verkrijgen, dan vindt men, dat $C_s = 160$ µµF, $C_p = 750$ µµF moet worden gekozen.

Stelt men zich als doel, dat het frequentiegebied Δf van elk der banden van tabel I (plus aan weerskanten een klein frequentiegebied als reserve) uitgespreid wordt over de volle slag van de draaicondensator, dan moet men feitelijk voor elke band een andere C_1 en/of C_2 voorschrijven, immers $\Delta f/f$, wat gelijk is aan $^1/_2(C_1-C_2)/C_1$, is blijkens tabel I voor de kortere golven kleiner dan voor de langere. Om nu de schakelaar, die zorgt voor de overgang van de eene band naar de andere, niet al te gecompliceerd te maken, is voor alle banden dezelfde combinatie C_s,C_p gebruikt, terwijl dan voor een eenigszins gelijke uitspreiding der verschillende banden is gezorgd door bij kortere golven nog wat extra capaciteit parallel aan het geheel te schakelen (dus de C_n in verg. (1) te vergrooten). Zoodoende heeft men bij de kortste golven de grootste kringcapaciteit. Dit komt tevens goed te pas met het oog op het verloopen: juist bij de kortste golven, waar de afstemming het meest gevoelig is voor kleine capaciteitsvariaties, hebben nu de aan verloopen onderhevige parasitaire capaciteiten de kleinste invloed.

Ook zonder de wenschelijkheid van gelijke uitspreiding moet overigens voor elke band nog een kleine bijstel-capaciteit (trimmer-condensator) parallel met C_n worden toegevoegd, teneinde bij kleine afwijkingen in de capaciteits- en zelfinductiewaarden der gebruikte vaste condensatoren en spoelen de kring toch nog nauwkeurig op de band te kunnen afstellen. Natuurlijk is het een eerste vereischte, dat de genoemde capaciteits- en zelfinductiewaarden in het gebruik zoo weinig verloopen, dat na de afregeling in de fabriek het bijstellen van de trimmercondensator niet meer noodig is.

Terloops zij hier nog vermeld, dat het onveranderd laten van de combinatie C_s, C_p voor alle banden ook gewenscht was, teneinde bij de seriefabricage voor elk toestel dezelfde schalen voor de banden te verkrijgen. De afstemming, vooral bij de hooge frequenties, wordt nl. zeer sterk beïnvloed door de, aan toleranties onderhevige, parasitaire zelfinducties van de verbindingsleidingen tusschen C_s, C_d en C_p. Een lengte-afwijking der verbindingsdraden van 1 mm (overeenkomende met een afwijking der zelfinductie van 0,001 µH) doet de ijking in de schaal voor de 13 m-band reeds met 15 kper/sec veranderen! Doordat nu bij vaste C_s, C_p de verbindingsleidingen heel kort konden worden gehouden, was het mogelijk de parasitaire zelfinducties voldoende reproduceerbaar te maken.

Andere bijzonderheden van de schakeling

Bij vaste C_s, C_p behoeft de golfschakelaar, waarmee de banden gekozen worden, alleen voor het inschakelen van de juiste spoel en van de vermelde aanvullende capaciteiten voor elke band te zorgen. Daar bij een toenemend aantal standen van de schakelaar de moeilijkheden in de constructie van de schakelaar snel toenemen, beperkten we ons er toe, vijf van de banden van tabel I uit te spreiden, en wel de eerste vijf, daar het bij de twee laatste naar verhouding minder moeilijk is om nog op normale wijze af te stemmen. Ook bij de beperking tot vijf banden trad er nog een, zij het minder ernstige, moeilijkheid op, nl. wat betreft het onderbrengen van de benoodigde vaste spoelen. De spoelen worden in genormaliseerde bussen gemonteerd, die elk twee spoelen kunnen bevatten. Elke bus méér beteekent een vergrooting van de noodige plaatsruimte op het chassis en daarmee in het algemeen een vergrooting van het geheele toestel. Om het toestel zoo klein mogelijk te houden was het zeer gewenscht met zoo weinig mogelijk spoelen uit te komen. Door nu C_s en C_p, binnen de hiervoor nog beschikbare speelruimte, zoo te kiezen, dat voor de 30 m-band dezelfde spoel kon worden gebruikt als voor de continue afstemming van 13 tot 50 m, en door verder voor de andere banden met parallelschakeling van spoelen te werken, kon het aantal spoelen voor het geheele korte-golf-gebied tot vier (d.i. dus twee bussen) worden teruggebracht.

Tot nu toe hebben we het steeds maar over één kring gehad, nl. de oscillatorkring, die in de eerste plaats voor de bandspreiding in aanmerking komt. We zagen, dat in het hier beschreven bandspreidingssysteem de gewone draaicondensator van de oscillatorkring voor de afstemming binnen de banden wordt gebruikt. Nu zijn echter de voor de gewone afstemming dienende draaicondensatoren van de twee andere kringen (antennekring, hoogfrequentie-versterkerkring) op dezelfde as gemonteerd als de draaicondensator van de oscillatorkring. Aangezien de andere kringen toch ook, althans ruw, op de banden moeten worden afgestemd, en aangezien de gewone draaicondensatoren hiervoor niet meer kunnen worden gebruikt, moeten we nu weer voor afzonderlijke afstem-elementen voor deze kringen zorgen.

Deze schijnbare complicatie vindt als vanzelf haar oplossing, wanneer we voor de twee andere kringen óók bandspreiding toepassen. Het af-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

stemmen op de banden geschiedt dan weer door inschakelen van vaste spoelen, en het afstemmen binnen de banden door de gewone draaicondensatoren, waaraan nu op precies dezelfde wijze als in de oscillatorkring vaste condensatoren C_p en C_s parallel resp. in serie worden geschakeld. De drie omschakelaars, die in de drie kringen voor het kiezen van de band (inschakelen van spoelen, aanvullingscondensatoren enz.) zorgen, zitten op één-zelfde as, evenals de drie draaicondensatoren; men heeft dus nu per slot van rekening, hoewel de bandspreiding nog beter is dan in de vroegere, in het aangehaalde artikel [1]) beschreven, systemen (nl. nu in alle drie kringen), toch een eenvoudiger bediening, nl. de facto dezelfde afstem-manipulaties als in het lange-golf- en middengolf-gebied.

Weliswaar brengt het toepassen van de bandspreiding in alle drie kringen met zich mee, dat men een grooter aantal vaste spoelen en condensatoren moet gebruiken dan bij bandspreiding in de oscillatorkring alleen. Daar staan echter, behalve de eenvoudige bediening, nog belangrijke voordeelen tegenover. Zonder bandspreiding, wanneer dus het geheele korte-golf-gebied met één spoel en met een slag van de draaicondensator moet worden bestreken, moet de kringcapaciteit met het kwadraat van de golflengte toenemen. Het gevolg is, dat men volgens de hierboven aangehaalde formule $R = Q/\omega C$ bij langere golven een lagere parallel-impedantie van de trillingskring heeft, en daarmee ook een geringere opslingering (in de antennekring) of versterking (in de hoogfrequentie-versterkertrap). Met bandspreiding echter, waar voor elke band een andere spoel wordt genomen, kan men in alle banden de kringcapaciteit even klein, of bij de langere golven (30 m) zelfs nog kleiner dan in de andere banden kiezen (zie hierboven), zoodat men nu over het geheel een grootere versterking en daarmee een betere signaal-ruisch-verhouding kan verkrijgen. Dit voordeel komt nog te meer tot zijn recht door het feit, dat het bij de instelling van de twee eerste kringen er niet zóó nauwkeurig op aankomt en er dus niet zoo angstvallig voor een verloopen van de totale kringcapaciteit behoeft te worden gewaakt. Daardoor kan men nl., bij eenzelfde bedrag der parasitaire capaciteiten, met een kleinere totale kringcapaciteit volstaan. In ons geval werden dan ook de vaste capaciteiten C_p en C_s — in elke kring is weer slechts één stel C_p, C_s voor alle vijf banden genomen — zoo gedimensionneerd, dat een totale kringcapaciteit van ca 80 $\mu\mu$F werd verkregen, terwijl zonder bandspreiding de kringcapaciteit in de 30 m-band ca 180 $\mu\mu$F had moeten bedragen.

Resumeerende kunnen we zeggen, dat in het hier beschreven bandspreidingssysteem, al moet er dan gebruik worden gemaakt van een vrij groot aantal vaste spoelen en condensatoren, tal van voordeelen zijn vereenigd. Niet alleen is de afstemming, zooals bij alle bandspreidingssystemen met vaste condensatoren voor de banden, geheel ongevoelig voor mechanische trillingen en schokken (afwezigheid van microfonisch effect), maar bovendien is de bediening even eenvoudig als voor de afstemming op lange-golf- en middengolfstations; verder zijn voor de bandspreiding geenerlei afzonderlijke kostbare mechanische inrichtingen noodig en de signaal-ruisch-verhouding kon aanzienlijk beter worden gemaakt dan bij de korte-golf-ontvangst zonder bandspreiding.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

DE MAXIMALE ELECTRISCHE VELDSTERKTE VOOR ENKELE EENVOUDIGE ELECTRODENCONFIGURATIES [1])

door A. BOUWERS en P. G. CATH.

537.212:621.3.027.7

De maximale spanningen, die op onderdeelen van hoogspanningsapparaten kunnen optreden, bepalen de kans op doorslag, hetzij naar aarde of naar andere punten. Voor verschillende configuraties worden formules en tabellen gegeven, die bij het ontwerpen van hoogspanningsapparaten van dienst kunnen zijn.

Inleiding

Reeds herhaaldelijk zijn in dit tijdschrift toestellen en installaties beschreven, waarin zeer hooge electrische spanningen optreden, zooals bijv. röntgenbuizen en generatoren voor zeer hooge gelijk- of stootspanningen [2]). Bij het construeeren van deze apparaten wordt er naar gestreefd, de afmetingen met behoud van dezelfde eigenschappen steeds verder te verminderen. Het optreden van de doorslag, die in de lucht in het algemeen plaats zal vinden, indien ergens aan het oppervlak van een der electroden de electrische veldsterkte 30 kV/cm overschrijdt, bepaalt in het algemeen, hoever men daarmede kan gaan.

Naarmate men bij zulke constructies overgaat tot kleinere afmetingen, dient men de vorm der verschillende onderdeelen nauwkeuriger te overwegen. Het bekende feit, dat vonken tusschen electroden met kleine kromtestralen (spitsen) veel gemakkelijker overspringen dan tusschen electroden met groote kromtestraal, waarvan een vlakke plaat het grensgeval vormt, levert de eenvoudigste bijdrage tot de feitenkennis, die in al deze gevallen is vereischt.

In de genoemde artikelen werden tevens een aantal middelen besproken, die men kan gebruiken om doorslag te vermijden. Men brengt bijv. aan de punten met sterke kromming vlakke eindelectroden aan, waardoor de maximale veldsterkte wordt verlaagd. Voor zulke hoogspanningsinstallaties worden voor de stroomtoevoer geen dunne draden met een kleine kromtestraal, maar dikke holle buizen gebruikt, die bij eenzelfde potentiaal een veel lagere veldsterkte op het oppervlak hebben. Onderdeelen, die op sommige punten te sterk zijn gekromd, worden geheel omsloten door bollen, die er geleidend mee zijn verbonden. Daar er binnen de bol geen electrisch veld bestaat en de veldsterkte aan de buitenzijde van de omhullende bol gemiddeld lager is dan op de scherpe punten van de omhulde onderdeelen, vindt de doorslag eerst bij een hoogere potentiaal plaats.

Bij zulke overwegingen is het natuurlijk van belang zich er over te kunnen orienteeren, hoe groot bij een gekozen uitvoeringsvorm de veldsterkte in het diëlectricum is. De hulpmiddelen daartoe zijn berekeningen, die in principe van de vergelijking van Laplace of de stelling van Gauss uitgaan, en enkele daaruit afgeleide eenvoudige empirische rekenregels. Deze samen geven den constructeur tenslotte een vrij zekere schatting over de belasting van het diëlectricum bij zijn ontwerp, welke in dit geval van even groot belang is als het inzicht in de mechanische stevigheid ervan. Een groote nauwkeurigheid is daarbij van minder belang dan de mogelijkheid bij alle configuraties, die hij ontmoet, zijn voorschriften doeltreffend, vlug en betrouwbaar te kunnen toepassen.

Welke zijn nu de electrodevormen, waarmede men in de practijk heeft te maken?

Voor alle voorkomende gevallen is deze vraag niet te beantwoorden, daar elke nieuwe constructie tot andere tot dusver nog niet gebruikte ontwerpen kan leiden. Beschouwen we echter een eenigszins samengestelde apparatuur, zooals de in *fig. 1* weergegeven generator voor 1,4 MV, die bestemd is voor het Laboratoire de Chimie Physique te Parijs, dan valt op, dat bepaalde eenvoudige rangschikkingen van bollen en cylinders zich telkens weer herhalen. In andere gevallen ontmoet men daarmede gecombineerd vlakke platen. Natuurlijk is dit geen willekeurig aanvaard constructieprincipe, maar het noodzakelijke gevolg van het streven, om bij gegeven potentiaalverschillen en afstanden tusschen de electroden de veldsterkte op deze laatsten zoo klein mogelijk te houden.

Bij een gegeven afstand en een gegeven potentiaalverschil is de maximale veldsterkte op de electroden het kleinst, indien het veld homogeen is en de krachtlijnen dus evenwijdig loopen, zooals tusschen zeer groote evenwijdige geladen vlakke platen. Zulke platen hebben echter steeds randen, waarop de veldsterkte plaatselijk veel grooter is en wel des

[1]) Bewerkt naar hoofdstuk II van: A. Bouwers, Elektrische Höchstspannungen, uitg. Springer, Berlijn 1940.

[2]) Philips techn. T. **1**, 6 en 235, 1936; **2**, 161, 1937; **3**, 263, 296, 311 en 339, 1938; **4**, 161, 1939; **6**, 46, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Fig. 1. Generator voor 1,4 MV, bestemd voor het Laboratoire de Chimie Physique te Parijs, die de bij hoogspanningsconstructies veelvuldig voorkomende rangschikking van dubbel en enkelvoudig gebogen oppervlakken toont.

te meer naarmate de hoek, waaronder het oppervlak uit de eene richting in de andere overgaat, scherper is. Door afronding maakt men daarom de overgangen zoo geleidelijk mogelijk. Men zal derhalve bij de constructies gebogen oppervlakken ontmoeten; zijn deze in één richting gekromd, zoo heeft men cylindrische electroden, bij kromming in twee richtingen krijgt men bolvormige of volgens een ellipsoide gebogen electroden (paddestoelen). De algemeene eenvoudigste gevallen, waarmede we te maken hebben, zijn dus:

a) vlakke platen, geen kromming,
b) cylindervormige electroden, kromming in één richting,
c) bolvormige electroden, kromming in twee richtingen.

Veldverdeeling voor enkele eenvoudige gevallen

In een ruimte tusschen geladen electroden van willekeurige vorm kan men door de differentiaalvergelijkingen der electrostatica op te lossen het verloop van de potentiaal φ in principe berekenen. Deze beschrijving van het electrische veld E (E is een vector, de component in een richting s is $E_s = -\partial\varphi/\partial s$) brengt mede, dat bruikbare oplossingen een wiskundige gedaante moeten hebben, die op de electroden een constante waarde van de potentiaal geven. Voor electroden van willekeurige gedaante is aan deze eisch mathematisch moeilijk te voldoen; in het algemeen is immers het vinden van een oplossing van een differentiaalvergelijking gemakkelijker dan het voldoen aan eenigszins ingewikkelde randvoorwaarden.

Zelfs voor zeer eenvoudige oppervlakken: vlakke plaat, bol of cylinder zijn elementaire beschouwingen slechts mogelijk, indien de tweede electrode respectievelijk een vlakke plaat evenwijdig aan de eerste, een concentrische bol of een cylinder met dezelfde as zijn. Reeds de veldverdeeling tusschen twee geladen vlakke platen, die niet evenwijdig zijn, is moeilijk te berekenen. Ook voor twee geladen bollen, die niet concentrisch zijn en waarvan de ééne de andere omsluit, is de berekening van de veldverdeeling minder eenvoudig. Gelukkig zijn de gevallen: evenwijdige vlakke platen, concentrische bollen en coaxiale cylinders voor de practijk zoo belangrijk, dat we er onze opzet in hoofdzaak mede kunnen ten uitvoer brengen. We willen beginnen met deze uitkomsten kort in de herinnering terug te roepen. Wij beperken ons daarbij tot het veld in lucht (voor andere diëlectrica zie verderop).

1) Bij twee evenwijdige vlakke platen op een onderlinge afstand a is de potentiaal φ, die aan de vergelijking van Laplace

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (L)$$

en aan de randvoorwaarden voldoet:

$$\varphi = Ax + B,$$

waarin x gemeten wordt volgens de normaal, terwijl A en B constanten zijn.

Is $\varphi = \varphi_1$ voor $x = 0$ en $\varphi = \varphi_2$ voor $x = a$, dan vindt men:

$$A = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{a} = -\frac{U}{a},$$

waarin $U = \varphi_1 - \varphi_2$. De veldsterkte is

$$E_x = -\frac{\partial\varphi}{\partial x} = -A = \frac{U}{a}.$$

Zij is constant; het veld is dus homogeen.

2) Het veld van een geladen bol (lading q) berekent men gemakkelijk volgens de stelling van Gauss. Deze heeft betrekking op een gesloten oppervlak o, dat een lading q omsluit, en luidt:

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

$$\int E_n \, do = \int \frac{\partial \varphi}{\partial n} \, do = 4\pi q, \quad . \quad . \quad . \quad (G)$$

waarin n de richting van de normaal op het oppervlak beteekent. Hiermede vindt men voor het radiale veld:

$$4\pi r^2 E_r = 4\pi q, \quad E_r = \frac{q}{r^2}.$$

3) In het geval van twee concentrische bollen berekent men uit het voorgaande $\varphi = A/r + B$, waarin A en B constanten zijn en r gemeten wordt van het gemeenschappelijk middelpunt uit. Zijn r_1 en r_2 de stralen van de beide bollen ($r_2 > r_1$), φ_1 en φ_2 hun potentialen, dan is

$$\varphi_1 - \varphi_2 = A\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) = U,$$

zoodat

$$E_r = -\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{U}{r^2} \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}.$$

De grootste waarde van E_r vindt men aan het oppervlak van de binnenste bol ($r = r_1$). Zij bedraagt:

$$E_1 = \frac{U}{r_1} \frac{r_2}{r_2 - r_1} = \frac{U}{a} \frac{r_2}{r_1}, \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

waarin $a = r_2 - r_1$ de afstand tusschen beide bololoppervlakken voorstelt. De maximale veldsterkte is dus r_2/r_1 maal zoo groot als in het overeenkomstige geval van twee evenwijdige platen op een onderlinge afstand a. Men kan deze uitkomst ook weergeven door middel van een doelmatigheidsfactor η. Wij definieeren deze grootheid als het quotient van de electrische veldsterkte E tusschen twee evenwijdige platen op een onderlinge afstand a gedeeld door de maximale electrische veldsterkte E_m in het geval van niet vlakke geleiders met een kleinste onderlinge afstand a bij eenzelfde potentiaalverschil U, zoodat:

$$\eta = \frac{E \quad (// \text{ platen; afstand } a)}{E_m \quad (\text{geleiders op kleinste afstand } a)}.$$

In ons geval wordt derhalve:

$$\eta = \frac{r_1}{r_2} = \frac{r_1}{r_1 + a} < 1.$$

De doelmatigheidsfactor nadert tot 1, als, bij constant gehouden a, r_1 oneindig wordt, en tot nul, als r_1 tot nul nadert. Men vindt deze waarde van η in de kolom (a) van *tabel I*. De reciproke waarde $1/\eta$ (in ons geval r_2/r_1) geeft aan, hoeveel malen de maximale veldsterkte grooter is dan in het overeenkomstige geval van evenwijdige platen op dezelfde afstand.

Tabel I

Doelmatigheidsfactor $\eta = E/E_m$ voor velden op een bol, omgeven door een concentrische bol, vergeleken met dezelfde factor voor een bol tegenover een vlakke plaat en voor twee gelijke bollen op afstand.

$\frac{r+a}{r}$	concentrische bollen (a)	bol tegenover vlakke plaat			twee gelijke bollen	
		streng (b)	$k = \frac{(a)}{(b)}$	$k = 0{,}9$ (c)	streng (d)	$k = 0{,}9$ (e)
1,5	0,667	0,732	0,91	0,74	0,850	0,88
2	0,500	0,563	0,89	0,555	0,732	0,74
3	0,333	0,372	0,90	0,37	0,563	0,575
4	0,250	0,276	0,91	0,275	0,450	0,45
5	0,200	0,218	0,92	0,22	0,372	0,37
6	0,167	0,178	0,93	0,185	0,318	0,31
7	0,143	0,152	0,94	0,16	0,278	0,275
8	0,125	0,133	0,94	0,14	0,244	0,245
9	0,111	0,117	0,95	0,12	0,218	0,22
10	0,100	0,105	0,96	0,11	0,197	0,20
15	0,066	0,068	0,97	0,075	0,133	0,14

(a) is berekend volgens formule (1), (b) en (d) volgens Maxwell, (c) volgens formule (6) en (e) volgens formule (8).

Men kan ook de vraag stellen, hoe E_1 varieert, indien r_2 en U constant worden gehouden en r_1 variabel wordt gedacht (hierbij is a natuurlijk niet constant). E_1 wordt dan minimaal voor $r_1 = {}^1/_2\, r_2$. De waarde van E_1 is in dit geval

$$\frac{2U}{r_1} = \frac{2U}{a},$$

terwijl $\eta = 0{,}5$.

4) Op dezelfde wijze als in geval 2) vindt men voor het veld rondom een geladen cylinder

$$2\pi r E_r = 4\pi q, \quad E_r = \frac{2q}{r},$$

waarin q de lading per cm lengte voorstelt.

5) Evenals in geval 3) leidt men hieruit af voor twee coaxiale cylinders ($r_2 > r_1$):

$$\varphi = A \ln r + B,$$

zoodat $\varphi_1 - \varphi_2 = A \ln r_1/r_2 = U$

en $$E_r = -\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{U}{r} \frac{1}{\ln (r_2/r_1)}.$$

De grootste waarde van E_r treedt weer op aan het oppervlak van de binnenste cylinder. Men vindt

$$E_1 = \frac{U}{r_1} \frac{1}{\ln (r_2/r_1)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Voor de doelmatigheidsfactor vindt men

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

$$\eta = \frac{r_1}{a} \ln \frac{r_1 + a}{r_1}.$$

Ook hier nadert η tot nul, als bij constant gehouden afstand a van de cylinders $r_1 \to 0$, en tot 1, als $r_1 \to \infty$.

Verder kan men weer nagaan, voor welke waarde van r_1 de maximale veldsterkte $E_m = E_1$ minimaal wordt bij vastgehouden r_2 en U. Dit is thans het geval voor $r_2/r_1 = e = 2{,}718$. Daarbij heeft E_1 de waarde

$$\frac{U}{r_1} = 1{,}718 \frac{U}{a},$$

terwijl

$$\eta = \frac{1}{1{,}718} = 0{,}58.$$

Benadering voor andere electrodenconfiguraties

Indien men nu, verder gaande, tracht de velden voor andere configuraties van geladen electroden te berekenen, zoo stuit men bij strenge oplossingen op de moeilijkheden, waarover we in het begin van de vorige paragraaf spraken. Zoo heeft bijv. bij een bol of een cylinder tegenover een vlakke plaat, op de bol en op de plaat de potentiaal een gegeven waarde en het is duidelijk, dat de gevonden oplossingen $\varphi = A/r + B$ en $\varphi = A \ln r + B$ op de plaat, waarvoor r van punt tot punt verandert, nooit kunnen voldoen. Door bepaalde kunstgrepen gelukt een aanpassing van de oplossing aan de randvoorwaarden somtijds en er is in deze richting zeer veel werk gedaan, waarbij de wiskundige hulpmiddelen echter spoedig omslachtiger worden dan men voor de practijk zou wenschen. Daardoor gebruikt de practische constructeur deze uitkomsten in den regel weinig.

Het is echter mogelijk op eenvoudige wijze enkele belangrijke gevallen te bespreken, welke aan de hand van het tot dusver gevondene door doelmatige benaderingen bruikbare uitkomsten geven. *Zulke benaderingen zijn mogelijk, omdat in het algemeen bij een gegeven potentiaalverschil tusschen twee of meer electroden de maximaal optredende veldsterkte aan het oppervlak van één der electroden niet of althans in redelijk geringe mate wordt bepaald door de vorm van de andere electroden.* Daardoor verschilt bij een gegeven potentiaalverschil de maximale veldsterkte op een cylinder, coaxiaal omsloten door een tweede cylinder, bij voorbeeld niet al te veel van de veldsterkte van de cylinder tegenover een vlakke plaat. Dit blijkt uit *tabel II*, waarin weer E de veldsterkte voorstelt bij vlakke platen op een onderlinge afstand a en E_m de maximale veldsterkte in de gevallen, die hiermee worden vergeleken.

Tabel II

Doelmatigheidsfactor $\eta = E/E_m$, voor velden op een cylinder, die door een tweede coaxiaal wordt omgeven, vergeleken met een cylinder tegenover een vlakke plaat en met evenwijdige cylinders op afstand.

$\frac{r+a}{r}$	coaxiale cylinders (a)	cylinder tegenover vlakke plaat			evenwijdige cylinders	
		streng (b)	$k = \frac{(a)}{(b)}$	$k = 0{,}9$ (c)	streng (d)	$k = 0{,}9$ (e)
1,5	0,811	0,861	0,94	0,90	0,924	0,96
2	0,693	0,760	0,92	0,77	0,861	0,90
3	0,549	0,623	0,88	0,61	0,760	0,77
4	0,462	0,533	0,86	0,52	0,682	0,68
5	0,402	0,468	0,86	0,45	0,623	0,61
6	0,358	0,419	0,86	0,40	0,574	0,56
7	0,324	0,380	0,85	0,36	0,533	0,52
8	0,297	0,349	0,85	0,33	0,497	0,485
9	0,275	0,323	0,85	0,31	0,468	0,45
10	0,256	0,301	0,85	0,285	0,442	0,43
15	0,193	0,228	0,85	0,215	0,349	0,33

(a) is berekend volgens formule (2), (b) en (d) volgens een strenge methode, (c) volgens formule (3) en (e) volgens formule (4).

In *fig. 2* is deze coaxiale cylinder door het punt C van de vlakke plaat gestippeld geteekend. De vlakke plaat was een aequipotentiaalvlak en het is dus duidelijk, dat, indien men deze door de coaxiale cylinder vervangt, men voor de veldsterkte op de binnencylinder een hoogere waarde zal vinden. De oppervlakte-elementen van de buitencylinder liggen immers dichter bij de binnencylinder dan die van de vlakke plaat. Bij een vergelijking met de uitkomsten van de nauwkeurige berekening blijkt echter, dat de verschillen van de veldsterkten tusschen de twee coaxiale cylinders en tusschen een cylinder en de vlakke plaat, die in C aan Z raakt, betrekkelijk gering zijn. Tabel II bevat deze uitkomsten en wel zijn, zooals was te verwachten, in het geval van vlakke plaat en cylinder de veldsterkten iets kleiner dan voor het vervangingsbeeld van twee coaxiale cylinders. Het verschil is echter gering. De overeenkomst wordt nog beter, indien men een correctiefactor

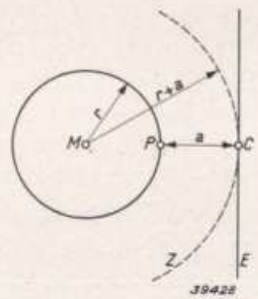


Fig. 2. De veldsterkte op een bol en een cylinder tegenover een vlakke plaat E heeft in het punt P een maximale waarde.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

$k < 1$ in de formule invoert. Ook dit blijkt uit tabel II. Deze factor zou met toenemende waarde van r bij constante waarde van a langzaam moeten toenemen en zou voor $r \gg a$ tot 1 moeten naderen, daar dan het veld nagenoeg homogeen wordt. Voor de practijk kiezen wij de waarde 0,9. Zoodoende vindt men voor de maximale veldsterkte op de cylinder met straal r, die tegenover een vlakke plaat op afstand a staat:

$$E_m = \frac{9}{10} \cdot \frac{U}{r \ln \frac{r+a}{r}} \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Voor twee evenwijdige cylinders, beide met straal r en op afstand a van elkaar, waarvan de eene op potentiaal φ_1, de andere op potentiaal φ_2 staat, kan men de maximale veldsterkte op een der beide cylinders door een soortgelijke redeneering benaderen. Het vlak, dat de kortste afstand loodrecht halveert, is een aequipotentiaalvlak met potentiaal $(\varphi_1+\varphi_2)/2$. Dit vlak ligt op de afstand $a/2$ van de eene cylinder. Denkt men zich dit vlak weer vervangen door een coaxiale cylinder op de potentiaal van het genoemde aequipotentiaalvlak, dan vindt men voor de maximale veldsterkte op de cylinder:

$$E_m = \frac{9}{10} \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \cdot \frac{1}{r \ln \frac{r+a/2}{r}} = \frac{9}{20} \frac{U}{r \ln \frac{r+a/2}{r}} \cdot \quad (4)$$

Beschouwen wij het geval van twee cylinders, die niet evenwijdig zijn, maar elkaar loodrecht kruisen. Blijkbaar treedt de maximale, „doorslaggevende" veldsterkte op aan het oppervlak van de kleinste cylinder (straal r), daar, waar de afstand van de cylinders het kleinste is (P_1). Experimenteel is nu gebleken, dat het potentiaalverschil, waarbij doorslag optreedt, in het geval van ongelijke, elkaar loodrecht kruisende cylinders op een afstand a (*fig. 3*) niet veel verschilt van het geval van evenwijdige cylinders op een afstand a. Men kan dus voor gekruiste cylinders op afstand $P_1P_2 = a$ bij benadering voor de grootste veldsterkte, die op de cylinders optreedt, schrijven:

$$E_m = \frac{9}{20} \cdot \frac{U}{r \ln \frac{r+a/2}{r}} \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

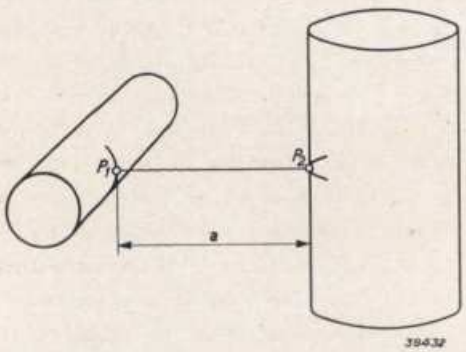


Fig. 3. Twee elkaar loodrecht kruisende cylinders hebben de grootste veldsterkte op de cylinder met de kleinste kromtestraal in het punt P_1, dat het dichtste bij de tweede cylinder ligt. Deze veldsterkte heeft bij benadering dezelfde waarde als voor twee evenwijdige cylinders in het snijpunt van een lijn, loodrecht op de assen, met de cylinder met de kleinste kromtestraal.

Het spreekt na het voorgaande wel vanzelf, dat in het geval van een bol (straal r) op afstand a van een vlakke plaat voor de maximale veldsterkte op de bol bij benadering kan worden geschreven:

$$E_m = \frac{U}{a} \frac{r+a}{r}.$$

De nauwkeurigheid van deze benadering kan men in tabel I, kolom (a) en (b), verifieeren. Zooals uit kolom (c) blijkt, kan men ook hier de overeenkomst beter maken door een constante correctiefactor k in te voeren, waarbij men ziet, dat ook in dit geval de waarde 0,9 een goed gemiddelde voorstelt, zoodat wij voor een bol tegenover een plaat kunnen schrijven:

$$E_m = \frac{9}{10} \frac{U}{a} \frac{r+a}{r} \quad \ldots \ldots \quad (6)$$

Twee bollen beide met straal r en op een afstand a zijn weer op soortgelijke wijze te herleiden tot het geval van een bol met een vlakke plaat op een afstand $a/2$. Overeenkomstig (6) heeft men derhalve onmiddellijk:

$$E_m = \frac{9}{10} \frac{U}{a} \frac{r+a/2}{r} \quad \ldots \ldots \quad (7)$$

Voor de bruikbaarheid van deze benadering zie tabel I, kolom (d) en (e).

De veldverdeeling tusschen twee ringen (torussen), gelegen in hetzelfde vlak, is terug te brengen tot die tusschen twee parallele cylinders, evenals die van een ring en een cylinder, wier assen evenwijdig loopen.

De maximale veldsterkte bevindt zich in het tweede geval bij gelijke straal van cylinder en ring op de ring, omdat de ring immers kromming in twee richtingen vertoont, daar, waar de afstand tot de cylinder het kleinste is.

Is de afstand van ring tot cylinder of van ring tot ring a, terwijl de straal voor beide r is, dan vindt men:

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

$$E_m = \frac{U}{2r \ln \frac{r + a/2}{r}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Hier behoeft geen correctie te worden ingevoerd, daar door de dubbele kromming van de ring de veldsterkte ter plaatse grooter is dan bij de cylinder.

Ook het geval van een cylinder, bijv. een draad, die door een ronde opening loopt, kan men herleiden tot een ring, waardoor coaxiaal een cylinder loopt. Het is steeds mogelijk en ook gewenscht, de rand van de opening zoo sterk af te ronden, dat de maximale veldsterkte optreedt aan de cylinder, die daarbij de kleinste straal en dus de grootste kromming heeft. Denkt men dan de ring, die de cylinder omvat, vervangen door een coaxiale cylinder met de straal van de binnenzijde van de ring, dan heeft men weer

$$E_m = \frac{U}{2r \ln \frac{r + a/2}{r}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Een andere benaderingsmethode leidt tot de formule:

$$E_m = \frac{U}{r \ln \frac{r + a}{r}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

hetgeen voor $a \ll r$ met (9) overeenkomt.

Invloed van oneffenheden op het oppervlak der electroden

In alle tot dusver besproken gevallen is het noodzakelijk, dat de oppervlakken der electroden geheel glad zijn. Een plaatselijke uitholling of verhooging geeft veranderingen in de veldsterkte. Men kan in eerste benadering overzien, welke rol deze zullen spelen, door de berekening van de veldsterkte in de buurt van een halfbolvormige uitstulping op een vlakke plaat, waartegenover op groote afstand een evenwijdige vlakke plaat is geplaatst. Daartoe berekenen wij eerst de storing, die een metalen bol

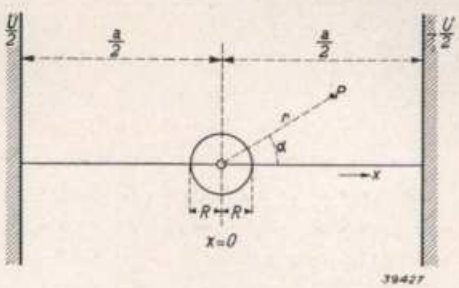


Fig. 4. Een geleidende bol in een homogeen veld met veldsterkte E tusschen twee vlakke platen op spanningen $-U/2$ en $+U/2$ heeft op zijn oppervlak een maximale veldsterkte $3E$.

teweeg brengt, wanneer deze in een homogeen veld wordt gezet.

Men kan nl. aantoonen, dat door de plaatsing van een geleidende bol met straal R in een homogeen electrisch veld (*fig. 4*) de potentiaal wordt gegeven door:

$$\varphi = -Ex + E\frac{R^3}{r^3}x. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Hier is E de veldsterkte, $-Ex$ de potentiaal van het homogene veld tusschen twee platen, geplaatst op afstanden $\pm a/2$ van het middelpunt van de bol. Hierbij is a groot ondersteld ten opzichte van de straal R van de bol; $\varphi = +U/2$ voor $x = -a/2$ en $\varphi = -U/2$ voor $x = +a/2$. De tweede term in de formule (11) is gelijk aan de potentiaal van een in het middelpunt gedachte dipool [3]), welke met de positieve pool naar rechts langs de x-as is gericht en die als moment heeft R^3E. Men overtuigt zich gemakkelijk, dat voor $r = R$ de potentiaal $\varphi = 0$, dus constant, terwijl voor $r \gg R$ het homogene veld alleen overblijft. De oplossing voldoet dus aan de randvoorwaarden.

Het metaaloppervlak wordt door de krachtlijnen loodrecht getroffen. Het is dus voldoende de radiale kracht E_r ter plaatse $r = R$ te berekenen. Stellen wij $x = r \cos \alpha$, dan is

$$E_r = -\frac{\partial \varphi}{\partial r} = E \cos \alpha + \frac{2\,ER^3}{r^3} \cos \alpha \quad . \quad (12)$$

of, voor $r = R$:

$$E_r = 3E \cos \alpha.$$

De grootste veldsterkte treedt dus op, waar $\alpha = 0$ of 180°. Zij bedraagt

$$E_m = 3E.$$

Het blijkt dus, dat door de aanwezigheid van de bol in het veld de maximale veldsterkte met een factor 3 wordt vergroot. De berekening geldt ook, als men alleen de rechterhelft van figuur 4 beschouwt en het vlak $x = 0$ geleidend denkt. Voor een bolvormige onregelmatigheid op een geladen vlakke plaat, waarvan krachtlijnen uitgaan, zal dus de maximale veldsterkte eveneens een factor 3 grooter worden. Elke oneffenheid, ook indien ze niet zuiver bolvormig is, geeft een soortgelijke vergrooting. Zoo heeft men voor een op een vlak geplaatste halve cylinder een verhooging van de maximale veldsterkte met een factor 2 berekend. Een dergelijke verhooging is te verwachten bij een langgerekte

[3]) Hieronder verstaat men een lading q op de plaats $x = \delta$, gecombineerd met een lading $-q$ in $x = -\delta$, waarbij $\delta \ll R$. Het moment van de dipool bedraagt $2q\delta$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

oneffenheid (krassen). Wij volstaan ermede een afbeelding (*fig. 5*) van de veldverdeeling voor een bolvormige oneffenheid te geven; die voor een cylindrische vertoont er veel overeenkomst mede.

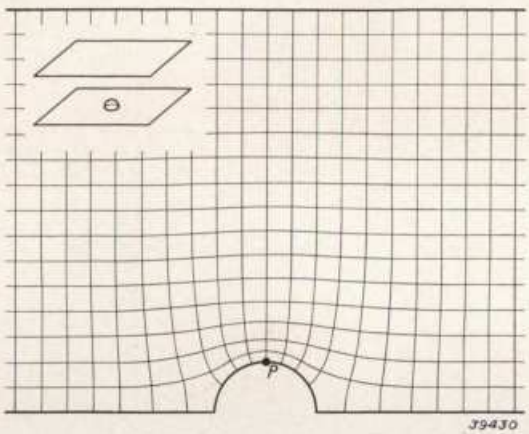


Fig. 5. Verloop van aequipotentiaallijnen en krachtlijnen in het veld tusschen twee evenwijdige platen, wanneer zich op de ééne plaat een uitstulping in de vorm van een halve bol bevindt. In punt P heerscht een veldsterkte, die driemaal de veldsterkte in het homogene veld is. Bij een halve cylinder op een vlakke plaat is de maximale veldsterkte in P tweemaal zoo groot als in het homogene veld.

De rol van het diëlectricum

Over de invloed van het diëlectricum hebben we tot dusver nog niet gesproken, daar we steeds met een diëlectriciteitsconstante 1 hebben gerekend. Indien bij de besproken problemen de geheele ruimte met een stof met diëlectriciteitsconstante ε gevuld zou zijn geweest, zou de veldsterkte bij dezelfde potentiaalverdeeling niet worden veranderd. De diëlectrische verplaatsing $D = \varepsilon E$ wordt echter in dit geval overal met een factor ε vergroot. Met deze vergrooting komt een capaciteitsverandering met een factor ε overeen.

Is de ruimte echter slechts gedeeltelijk met een stof met een van 1 verschillende waarde van ε gevuld, dan verandert de veldsterkte. Daarbij komen verschillende gevallen voor. Wij beperken ons hierbij tot die gevallen, waarin de begrenzende vlakken evenwijdige platte vlakken (*fig. 6*) of concentrische cylinders (*fig. 7*) zijn.

a) In de buurt van een punt P (zie fig. 6) zij $\varepsilon = 1$. Is overal elders $\varepsilon > 1$, dan is voor een door evenwijdige platte vlakken begrensd diëlectricum de

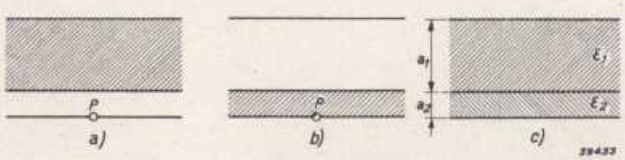


Fig. 6. Verschillende gevallen van media, waarin de diëlectriciteitsconstante niet overal gelijk is aan 1.

veldsterkte in P ε maal grooter, omdat de diëlectrische verplaatsing langs de krachtlijnen constant is. Een verwant geval doet zich voor, indien men in een isolator, bijv. olie in een transformator, luchtbellen heeft. Wegens de bolvorm is hier de factor, waarmee de veldsterkte wordt vermenigvuldigd, echter slechts: $3\varepsilon/(1 + 2\varepsilon)$. In de luchtbellen kan dan door de grootere veldsterkte doorslag, gepaard gaande met ionisatie en daardoor bederf van de olie, optreden.

b) In het omgekeerde geval, waarin $\varepsilon > 1$ in de buurt van P en $\varepsilon = 1$ in verreweg het grootste gedeelte der ruimte, wordt de diëlectrische verplaatsing D slechts weinig anders en wordt dus E_1 in de isolator een factor ε kleiner. De veldsterkte E_2 in de overige ruimte verandert slechts weinig.

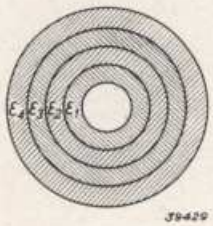


Fig. 7. Verschillende diëlectrica in coaxiale lagen.

c) In het algemeene geval van twee isolatoren met $\varepsilon = \varepsilon_1$ en $\varepsilon = \varepsilon_2$ wordt de capaciteit per cm² bepaald door de beide capaciteiten C_1 en C_2 volgens de formule:

$$1/C = 1/C_1 + 1/C_2,$$

waarbij $C_1 = \varepsilon_1/4\pi a_1$ en $C_2 = \varepsilon_2/4\pi a_2$.

De spanningen op de lagen verdeelen zich omgekeerd evenredig met de capaciteiten, dus:

$$U_1 : U_2 = C_2 : C_1 = \varepsilon_2 a_1 : \varepsilon_1 a_2.$$

Nemen we als gegeven aan $U = U_1 + U_2$, dan worden dus:

$$U_1 = U \frac{a_1 \varepsilon_2}{a_1 \varepsilon_2 + a_2 \varepsilon_1} \quad \cdots \quad (13)$$

en

$$U_2 = U \frac{a_2 \varepsilon_1}{a_1 \varepsilon_2 + a_2 \varepsilon_1} \quad \cdots \quad (14)$$

De veldsterkten in de lagen zijn respectievelijk ($U/a = E$):

$$E_1 = \frac{U\varepsilon_2}{a_1 \varepsilon_2 + a_2 \varepsilon_1} \text{ en } E_2 = \frac{U\varepsilon_1}{a_1 \varepsilon_2 + a_2 \varepsilon_1} \quad \ldots \quad (15)$$

Indien $\varepsilon_2 = 1$, zoo wordt de veldsterkte in beide lagen:

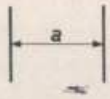
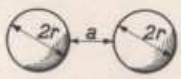
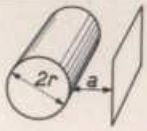
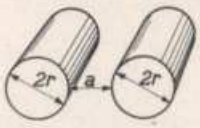
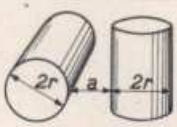
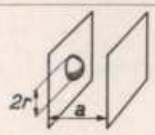
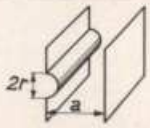
$$E_1 = \frac{U}{a_1 + a_2 \varepsilon_1} \text{ en } E_2 = \frac{U\varepsilon_1}{a_1 + a_2 \varepsilon_1} \quad \ldots \quad (16)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Tabel III

Maximale veldsterkte E, bij een potentiaalverschil U tusschen de electroden, voor verschillende electroden-configuraties.

Configuratie		Formule voor E	Voorbeeld
Twee evenwijdige vlakke platen		$\frac{U}{a}$	$U = 100$ kV, $a = 2$ cm, $E = 50$ kV/cm.
Twee concentrische bollen		$\frac{U}{a} \cdot \frac{r+a}{r}$	$U = 150$ kV, $r = 3$ cm, $a = 2$ cm, $E = 125$ kV/cm.
Bol tegenover vlakke plaat		$0{,}9\,\frac{u}{a} \cdot \frac{r+a}{r}$	$U = 200$ kV, $r = 5$ cm, $a = 8$ cm, $E = 58{,}5$ kV/cm.
Twee bollen op afstand		$0{,}9\,\frac{U}{a} \cdot \frac{r+a/2}{r}$	$U = 200$ kV, $r = 5$ cm, $a = 12$ cm, $E = 33$ kV/cm.
Twee coaxiale cylinders		$\frac{U}{2{,}3\ r\ \lg \frac{r+a}{r}}$	$U = 100$ kV, $r = 5$ cm, $a = 7$ cm, $E = 22{,}9$ kV/cm.
Cylinder evenwijdig aan vlakke plaat		$0{,}9\,\frac{U}{2{,}3\ r\ \lg \frac{r+a}{r}}$	$U = 200$ kV, $r = 5$ cm, $a = 10$ cm, $E = 32{,}8$ kV/cm.
Twee evenwijdige cylinders		$0{,}9\,\frac{U/2}{2{,}3\ r\ \lg \frac{r+a/2}{r}}$	$U = 150$ kV, $r = 6$ cm, $a = 20$ cm, $E = 11{,}5$ kV/cm.
Twee gekruiste cylinders		$0{,}9\,\frac{U/2}{2{,}3\ r\ \lg \frac{r+a/2}{r}}$	$U = 200$ kV, $r = 10$ cm, $a = 10$ cm, $E = 22{,}2$ kV/cm.
Half bolletje op één van twee evenwijdige vlakke platen		$\frac{3U}{a}$; $(a \gg r)$	$U = 100$ kV, $a = 10$ cm, $E = 30$ kV/cm.
Half cylindertje op één van twee evenwijdige vlakke platen		$\frac{2U}{a}$; $(a \gg r)$	$U = 200$ kV, $a = 12$ cm, $E = 33{,}3$ kV/cm.
Twee diëlectrica tusschen vlakke platen $(\varepsilon_1 > \varepsilon_2)$		$\frac{U\,\varepsilon_1}{a_1\,\varepsilon_2 + a_2\,\varepsilon_1}$	$U = 200$ kV, $\varepsilon_1 = 2, \varepsilon_2 = 4, a_1 = 6$ cm, $a_2 = 5$ cm, $E = 11{,}8$ kV/cm.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

De grootste veldsterkte is E_2. Voor $a_1 \gg a_2$ wordt $E_2 = U\,\varepsilon_1/a_1$, voor $a_1 \ll a_2$ wordt $E_2 = U/a_2$. Dit zijn de onder a) en b) besproken gevallen.

In meer ingewikkelde gevallen van gelaagde isolatoren tusschen evenwijdige vlakke geleiders, vindt men de waarde van E, indien men bedenkt, dat overal $D = \varepsilon E$ en dat de spanningen over de verschillende lagen zich verdeelen volgens de capaciteiten. De bepaling van de veldsterkte geschiedt daarbij steeds op de voor geval c) aangegeven wijze.

Eenige interessante configuraties verdienen nadere beschouwing. In fig. 7 is het geval van concentrische cylinders voorgesteld, waarbij het diëlectricum in lagen is verdeeld. We zagen, dat de veldsterkte als $1/r$ naar binnen toeneemt. Kiest men de waarden ε_1, ε_2, $\varepsilon_3 \ldots \varepsilon_n$ zoodanig, dat $\varepsilon_1 r_1 = \varepsilon_2 r_2 = \ldots \varepsilon_n r_n$, dan wordt de veldsterkte in de lagen ongeveer gelijk. De door de verschillende lagen gevormde condensatoren hebben dan per eenheid van oppervlak dezelfde capaciteiten:

$$\frac{2\pi r\varepsilon}{4\pi d} = \frac{r\varepsilon}{2d},$$

waarin d de laagdikte voorstelt. Er staan dus dezelfde spanningen op. Zulk een rangschikking der diëlectrica is dikwijls voor kabels voorgesteld.

Samenvattende stellen we vast, dat door het inbrengen van isolatoren in een electrisch veld de maximale veldsterkte, die in de lucht bestond, aanmerkelijk wordt verhoogd en wel in uiterste gevallen (dunne luchtlaag) evenredig met ε, maar in het algemeen minder.

Voorbeelden

In *tabel III* zijn een aantal gevallen verzameld van configuraties van electroden, die bij het construeeren van apparaten voor hooge spanningen veelvuldig voorkomen. Voor alle gevallen is, behalve de voor de configuratie geldende formule, een voorbeeld gegeven. Alle formules zijn op Briggiaansche (tientallige) logarithmen herleid, daar met het hanteeren van deze menigeen meer vertrouwd is dan met tabellen van Neperiaansche logarithmen. We hadden deze samenstelling mede op het oog, toen we spraken over het arsenaal van voorschriften, dat den constructeur de weg in deze problemen kan wijzen. Gegeven een bepaald constructie-ontwerp, is aan de hand van deze tabel, voor elk punt, uit de bekende afmetingen en de potentialen der constructie-onderdeelen, de maximale optredende electrische veldsterkte te berekenen. Vergelijking van deze met de doorslagspanningen der omgevende diëlectrica leert den constructeur de gevaarlijke plaatsen in zijn ontwerp kennen. Hulpmiddelen ter verbetering van deze zijn dan naast veranderingen van vorm (bestaande bijv. in de vergrooting der kromtestralen der onderdeelen), eventueel een vervanging van het diëlectricum, volgens de gegeven richtlijnen, door een ander. Soms kan men, zooals reeds werd gezegd, een omsluiting door een omgevende electrode met grootere kromtestraal toepassen.

Hoewel de gegeven samenstelling voor een groot aantal vormen van electroden over de maximale optredende veldsterkte een overzicht geeft, is ze geenszins volledig. Zelfs het geval van twee evenwijdige vlakke platen, waar $E = U/a$, kan bovendien alleen juist zijn, indien de platen zich tot in het oneindige uitstrekken. Rondt men de randen niet zeer goed af, dan treedt daar de eerste doorslag op. Men kan dit vermijden door in plaats van vlakke platen gekromde oppervlakken te kiezen, zoodat hun onderlinge afstand naar de randen toe grooter wordt [4]).

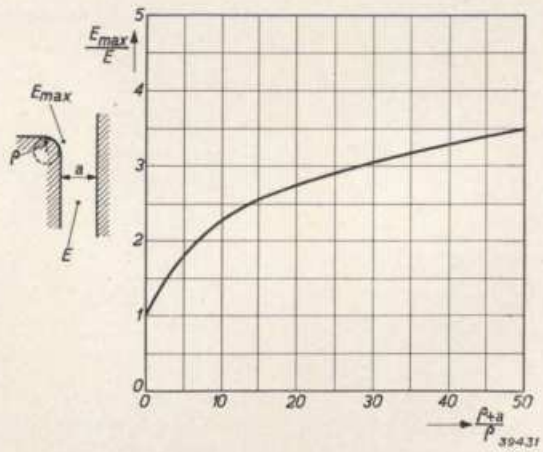


Fig. 8. Vlakke plaat met gebogen rand, geplaatst tegenover een oneindige vlakke plaat. Invloed van de kromming van de gebogen rand op de maximale veldsterkte.

Een probleem, dat daardoor in de practijk nogal eens zal voorkomen, is de veldverdeeling van een afgeronde hoek tegenover een vlakke plaat. Ook hiervan is de juiste oplossing geenszins eenvoudig [5]). Wegens de belangrijkheid van dit geval geven we de oplossing van dit probleem in een grafiek (zie *fig. 8*), die voor verschillende waarden van a/ϱ (a = afstand der platen, ϱ = kromtestraal van de afgeronde rand) waarden van E_{max}/E geeft. Daarbij is $E = U/a$ de veldsterkte tusschen de platen en men ziet uit de grafiek, dat voor kleine waarden van ϱ, E_{max} ruim 3,5 maal grooter dan E kan worden.

[4]) W. Rogowski en H. Rengier, Arch. Elektrotechn. **16**, 73, 1926.

[5]) A. Dreyfus, Arch. Elektrotechn. **13**, 123, 1924 (zie fig. 10).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

PROEVEN OMTRENT HET ISOTHERM HARDEN VAN STAAL

door J. G. C. STEGWEE. 621.785.6

Bij het harden van staal moet de afkoeling van het verhitte werkstuk zoo snel geschieden, dat de (beneden 720 °C instabiele) austeniet niet omgezet wordt in de zachte perliet, die bij temperaturen boven 500 °C ontstaat, maar in de harde, beneden 150 °C gevormde, martensiet. Een nader onderzoek van de omzetting heeft echter aangetoond, dat ook bij omzetting in het temperatuurgebied van 200-400 °C een structuur met opmerkelijke mechanische eigenschappen verkregen wordt (bainiet): de hardheid is hier wel kleiner dan bij martensiet, maar de taaiheid is aanzienlijk grooter. Het procédé voor het verkrijgen van dit omzettingsproduct wordt aangeduid als isotherm harden. In dit artikel worden eenige proeven besproken, die met deze hardingsmethode bij een speciaal veerenstaal zijn verricht en die tot goede resultaten hebben geleid. Ook bij andere toepassingen, bijv. bij de kapjes van het „Philishave"-scheertoestel, waarvoor het materiaal naast een groote weerstand tegen slijtage een zekere taaiheid moet bezitten, kan het isotherm harden betere resultaten opleveren dan de normale methode.

Het harden van staal

Bij het normale procédé van het harden van staal, zooals dit al sinds eeuwen is toegepast, wordt het te harden voorwerp eerst op een hooge temperatuur gebracht, bijv. 800 °C, waarbij het ijzer volledig overgaat in γ-ijzer, waarin de aanwezige koolstof oplost. Zoo ontstaat de zg. austeniet-structuur. Beneden een temperatuur van 720 °C is het γ-ijzer niet stabiel, bij het afkoelen vindt dus een omzetting plaats en wel gaat het ijzer over in α-ijzer, waarin koolstof slechts zeer weinig oplosbaar is. De wijze van afscheiding van de koolstof en daarmee de verkregen structuur hangt nu — behalve van het gehalte aan koolstof en andere bestanddeelen — nog sterk af van de snelheid van afkoelen. Bij langzame afkoeling vormt zich in het algemeen een meer of minder grof lamellaire structuur (perliet), die zacht is; bij snelle afkoeling daarentegen ontstaat een onregelmatige structuur van fijne kristalnaalden (martensiet), die aan het materiaal de gewenschte hooge hardheid geeft. In *fig. 1* zijn etsbeelden van de verschillende genoemde structuren weergegeven.

Een vrij recent onderzoek van Davenport en Bain [1]) heeft de mogelijkheid geleverd om de begrippen „langzame" en „snelle" afkoeling nader te preciseeren. Zij dompelden proefstaafjes van ongelegeerd staal met 0,78% koolstof [2]), na verhitting boven 720 °C, in verschillende baden van gesmolten zouten of legeeringen, waarvan de temperaturen tusschen 0 en 720 °C lagen. Elk staafje werd zoodoende „afgeschrikt" tot een bepaalde temperatuur beneden het omzettingspunt, en verder op deze temperatuur gehouden. De omzetting van de austeniet blijkt dan in het begin onmerkbaar langzaam te verloopen, vermoedelijk doordat eerst een voldoend aantal kiemen van de nieuwe kristalstructuur moet worden gevormd, en eerst na een bepaalde

[1]) Trans. Amer. Inst. Mining Metallurg. Eng. (Iron & Steel), 1930, p. 117.

[2]) Dit koolstofgehalte is gekozen, omdat hierbij een eutectoidisch punt van het ijzer-koolstof-systeem ligt; bij andere gehalten vindt bij afkoelen van het staal reeds boven het omzettingspunt van de austeniet een afscheiding van ijzer resp. koolstof plaats.

Fig. 1. Etsbeelden van austeniet (*a*), perliet (*b*) en martensiet (*c*). De foto (*a*) is vervaardigd van een speciaal soort staal, welks austenietstructuur ook bij kamertemperatuur eerst na zeer lange tijd ontleedt. De opeenvolgende lamellen in de perliet-structuur (*b*) bestaan afwisselend uit ferriet (zuiver α-ijzer) en cementiet (Fe_3C).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

tijd t_1 in waarneembare mate plaats te vinden. Na een tijd t_2 is de omzetting geëindigd. Het belangrijke is nu, dat zoowel de uiteindelijk ontstane structuur (en dus de hardheid) alsook de tijden t_1 en t_2 ten sterkste afhangen van de temperatuur T van het zoutbad, d.i. van de temperatuur, waarbij de omzetting plaats vindt.

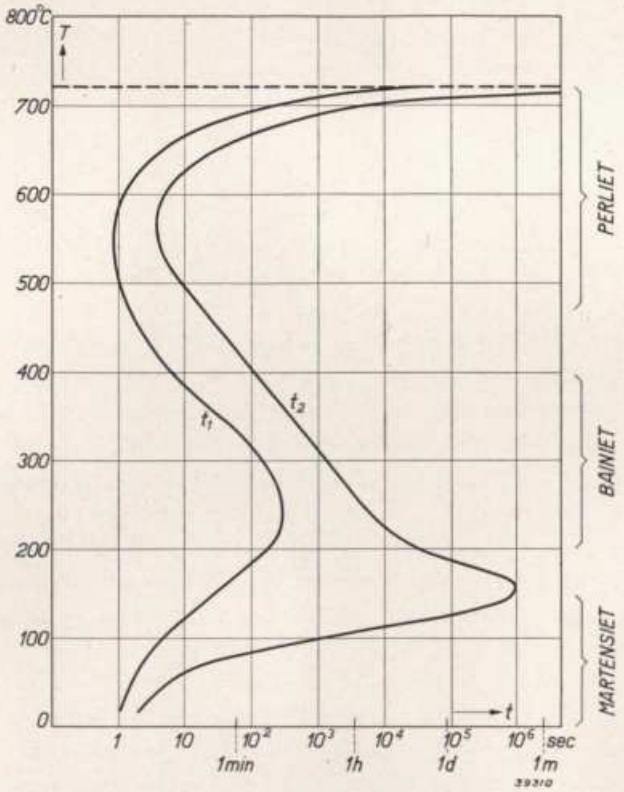


Fig. 2. S-vormig gebied, waarin de omzetting van de beneden 720 °C instabiele austeniet plaats vindt. De krommen zijn opgenomen door het laboratorium der U.S. Steel Corp. (Metal Progress, 1939, p. 374) bij een ongelegeerd staal met 0,78% koolstof. Voor elke temperatuur T is de tijd t_1 van het begin resp. t_2 van het einde der omzetting uitgezet. Rechts zijn de bij de verschillende temperaturen verkregen omzettingsproducten aangegeven: bij hooge temperaturen ontstaan perlietische structuren, beneden 150 °C martensiet.

In *fig. 2* zijn de resultaten van het onderzoek samengevat. Al zijn de grenzen t_1 en t_2 uiteraard niet scherp, zoo teekent zich toch duidelijk een S-vormig omzettingsgebied af. Bij temperaturen dicht onder het overgangspunt, bijv. 700 °C, begint de omzetting eerst eenige minuten na het afschrikken en is na ca 1 uur voltooid. Bij temperaturen tusschen 500 en 600 °C begint de omzetting haast oogenblikkelijk en is in enkele seconden geëindigd. Bij nog lagere temperatuur, bijv. 200 à 300 °C, is de inzet van de omzetting weer sterk vertraagd (5 à 10 minuten) en duurt de omzetting enkele uren. Bij temperaturen in de buurt van de kamertemperatuur tenslotte treden begin en einde van de omzetting weer zeer spoedig na het afschrikken op (enkele seconden tot 1 minuut).

Tevens is in fig. 2 de aard van het verkregen omzettingsproduct aangegeven. Bij temperaturen dicht onder het overgangspunt ontstaat grof lamellair perliet; naarmate de omzettingstemperatuur lager is, wordt de perliet fijner van structuur, totdat bij ca 500 °C het lamellaire karakter nauwelijks is te herkennen. Beneden ca 150 °C wordt de austeniet omgezet in martensiet.

Wordt nu het staal, nadat het door verhitten in de austeniet-vorm is gebracht, langzaam afgekoeld (zg. normaal gegloeid), dan zal de temperatuur van het werkstuk bijv. verloopen volgens lijn *1* in *fig. 3*. De omzetting van de austeniet zal beginnen bij de temperatuur T_a en eindigen bij de temperatuur T_b, met als resultaat een structuur, die een mengsel vormt van de zachte perlietische structuren, die volgens fig. 2 bij het temperatuurgebied tusschen T_a en T_b behooren. Bij snelle afkoeling van het verhitte staal daarentegen verloopt de temperatuur van het werkstuk bijv. volgens lijn *2*, de omzetting van de austeniet speelt zich nu af bij de lage temperaturen tusschen T_c en T_d, waarbij een harde structuur van martensiet ontstaat. Om het staal te harden moet dus de afkoeling klaarblijkelijk zoo snel geschieden, dat het temperatuurgebied tusschen 500 en 600 °C gepasseerd

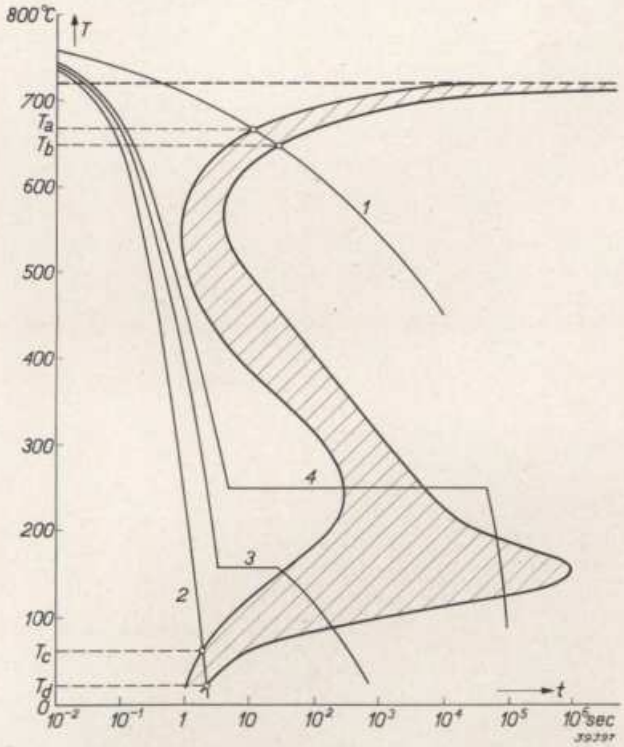


Fig. 3. S-vormig omzettingsgebied voor een bepaalde staalsoort, en schematisch temperatuurverloop bij verschillende methoden van afkoelen van het werkstuk. *1* = langzaam afkoelen (bij normaal gloeien); de omzetting van de austeniet vindt bij temperaturen tusschen T_a en T_b plaats, er ontstaat perliet. *2* = snel afkoelen (normaal harden); omzetting bij temperaturen tusschen T_c en T_d, er ontstaat martensiet. *3* = getrapt harden. *4* = isotherm harden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

wordt, vóórdat de omzetting heeft kunnen beginnen.

De ligging van het S-vormige omzettingsgebied is niet voor alle staalsoorten dezelfde, en dienovereenkomstig verschillen dan ook de voor het harden vereischte afkoelingssnelheden. Er zijn staalsoorten, waarbij de gevaarlijke bocht van de S zoover naar rechts verschoven ligt, dat de normale afkoeling aan de lucht reeds „snel" genoeg is om een hard product te krijgen; bij andere staalsoorten is een afschrikken in olie in plaats van water voldoende (door het hoogere kookpunt en de slechtere warmtegeleiding en convectie van olie is de afkoeling hierin veel minder plotseling). Wanneer men met omvangrijke werkstukken heeft te maken, is deze mogelijkheid van een geleidelijker afkoeling zeer welkom. Immers, bij afschrikken in water zijn het toch alleen de buitenste lagen van het materiaal, die onmiddellijk tot temperaturen beneden 100 °C kunnen worden afgekoeld, terwijl de afkoeling van de binnenste gedeelten steeds een zekere vertraging ondervindt. Hierdoor kan het voorkomen, dat het binnenste materiaal niet hard genoeg wordt, en ook kunnen tengevolge van de ongelijkmatige afkoeling en harding allerlei spanningen en vervormingen in het werkstuk ontstaan, temeer waar de omzetting van austeniet in martensiet nog met een volumeverandering gepaard gaat (uitzetting van ca 1%). Gewoonlijk vermindert men de ontstane spanningen van het in water geharde staal door het werkstuk na het harden eenige tijd op een temperatuur van 150 tot 300 °C te verwarmen (ontlaten), waarbij weliswaar de hardheid een weinig terugloopt.

Een andere mogelijkheid om spanningen te bestrijden is het zg. getrapt harden, dat ook reeds sedert eenige tientallen jaren wordt toegepast. Hierbij wordt het heete werkstuk in een zoutbad van bijv. 200 °C afgeschrikt, eenige minuten hierin gelaten en dan langzaam aan de lucht verder afgekoeld. Uit fig. 3, waar de afkoeling bij het getrapt harden door lijn *3* is voorgesteld, ziet men dadelijk, dat hierbij eveneens een martensiet-structuur verkregen wordt, mits het werkstuk niet te lang in het zoutbad blijft. Daar het werkstuk gedurende deze rustpoos vóór de omzetting een wat gelijkmatiger temperatuur krijgt en daarna slechts geleidelijk verder afkoelt, treden veel minder spanningen op. Men laat hier dus als het ware het ontlaten aan het eigenlijke harden voorafgaan.

Het isotherm harden

De genoemde Amerikaansche onderzoekingen hebben niet alleen een dieper inzicht in de verschillende hardingsprocédés gegeven, maar ook geleid tot het ontwikkelen van een nieuwe hardingsmethode, het „isotherm harden" (Engelsch „austempering"). Bij een nadere beschouwing van de verschillende structuren, die verkregen worden bij het omzetten van de austeniet bij verschillende temperaturen, bleek nl. het omzettingsproduct, verkregen tusschen ca 200 en 400 °C, speciale aandacht te verdienen. Tot dusverre had men dit eenvoudig voor zeer fijn lamellaire perliet aangezien; ten opzichte van perliet bleek het echter een veel hoogere hardheid te bezitten, nl. 400-700 Vickers tegen 200-300 van perliet, terwijl tevens de taaiheid van dit materiaal aanzienlijk grooter bleek te zijn dan die van martensiet, die tot dezelfde hardheid is ontlaten. Deze eigenschappen wettigden de verwachting, dat de martensiet in sommige gevallen, waar met de vermelde betrekkelijk lage hardheid kan worden volstaan, beter door het genoemde omzettingsproduct, dat men als „bainiet" heeft aangeduid, zou kunnen worden vervangen.

Inderdaad wordt in Amerika sedert enkele jaren de bainiet-structuur practisch toegepast. Hoe men haar kan verkrijgen, is na het bovenstaande wel zonder meer duidelijk: het heete staal wordt in een zoutbad met een temperatuur van bijv. 300 °C afgeschrikt, evenals dit bij het getrapt harden gebeurt; maar nu wordt het staal in dit bad gelaten, totdat de volledige omzetting van de austeniet plaatsgevonden heeft, zie lijn *4* in fig. 3. De verdere afkoeling kan snel of langzaam geschieden, de materiaaleigenschappen veranderen daarbij niet meer belangrijk.

Bij Philips zijn de laatste tijd eenige proeven genomen om de practische toepasbaarheid van deze hardingsmethode bij verschillende staalsoorten te onderzoeken. In de eerste plaats werd daarbij onderzocht een staal, dat voor het maken van veeren wordt gebruikt en waarvan de samenstelling in *tabel I* is aangegeven. Bij deze toepassing is de taaiheid van het materiaal van bijzonder belang.

Tabel I

Samenstelling van veerenstaal, waarvoor het isotherm harden werd beproefd.

koolstof	0,6-0,7 %
silicium	0,35%
fosfor *)	<0,03%
zwavel *)	<0,03%
mangaan	0,60%
ijzer	rest

*) fosfor en zwavel tezamen <0,05%.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Om de methode van het isotherm harden op dit materiaal te kunnen toepassen, moesten eerst de voor de omzetting van de austeniet vereischte tijden bij verschillende temperaturen worden vastgesteld, dwz. het tusschen 200 en 400 °C gelegen gedeelte van het S-vormige omzettingsgebied moest worden afgegrensd, op analoge wijze als Davenport en Bain deden [1]). Hiertoe werden een aantal

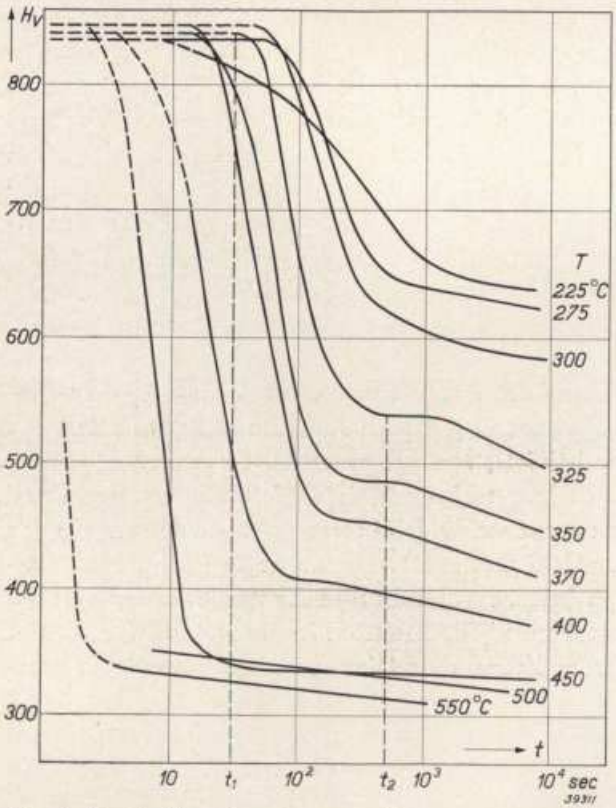


Fig. 4. Hardheidsmetingen aan strookjes van veerenstaal ter bepaling van het S-vormige omzettingsgebied. De strookjes, die in een bad met temperatuur T werden afgeschrikt, werden ieder na een bepaalde tijd t verder in water afgeschrikt, waarna de hardheid H_V in Vickers-eenheden werd gemeten. Uitgezet is H_V als functie van t met de temperatuur T als parameter. Uit elke kromme kunnen de tijd t_1 van het begin en de tijd t_2 van het einde van de omzetting worden afgelezen.

strookjes van 70×8×0,8 mm van het te onderzoeken staal verhit (dit geschiedde in een stikstofatmosfeer om ontkoling en oxydatie te beperken) en vervolgens alle tegelijk in het zoutbad van de temperatuur T gedompeld. Na verschillende tijden t werd telkens één strookje uit het bad genomen en afgeschrikt in water; door een hardheidsmeting kon dan worden vastgesteld, hoever de omzetting van de austeniet was gevorderd. Zoolang nl. de tijden in het zoutbad nog zóó kort zijn, dat de omzetting van de austeniet nog niet is begonnen en het desbetreffende strookje dus nog geheel uit austeniet bestaat, gaat dit bij het afschrikken in water volledig in martensiet over en bereikt practisch de grootst mogelijke hardheid (ca 840 Vickers). Meet men een lagere hardheid, dan beteekent dit, dat er naast martensiet een zachter bestanddeel (in dit geval bainiet) aanwezig is en dat dus de omzetting van de austeniet in het zoutbad al was begonnen. Hoe lager de hardheid, des te verder was de omzetting voortgeschreden, totdat, als de hardheid tenslotte niet meer afneemt, geconcludeerd mag worden, dat de omzetting voltooid was en het verkregen product geen martensiet maar alleen bainiet bevat. In *fig. 4* zijn de resultaten van deze proeven, voor een reeks temperaturen T van het gebruikte zoutbad, grafisch voorgesteld door de gemeten hardheid uit te zetten als functie van de tijd t van verblijf in het zoutbad. Uit elke kromme kunnen nu gemakkelijk de tijd t_1 van het begin en de tijd t_2 van het einde van de omzetting worden afgelezen.

In *fig. 5* zijn de uit fig. 4 afgeleide tijden t_1 en t_2 uitgezet als functie van de temperatuur T, waardoor dus het, voor het isotherm harden belangrijke, gedeelte van het S-gebied voor het onderzochte veerenstaal is vastgesteld. Tevens is in de figuur aangegeven, welke hardheid uiteindelijk bij elke temperatuur werd verkregen.

Het verloop van de omzetting kan, in plaats van met hardheidsmetingen, ook worden gevolgd door

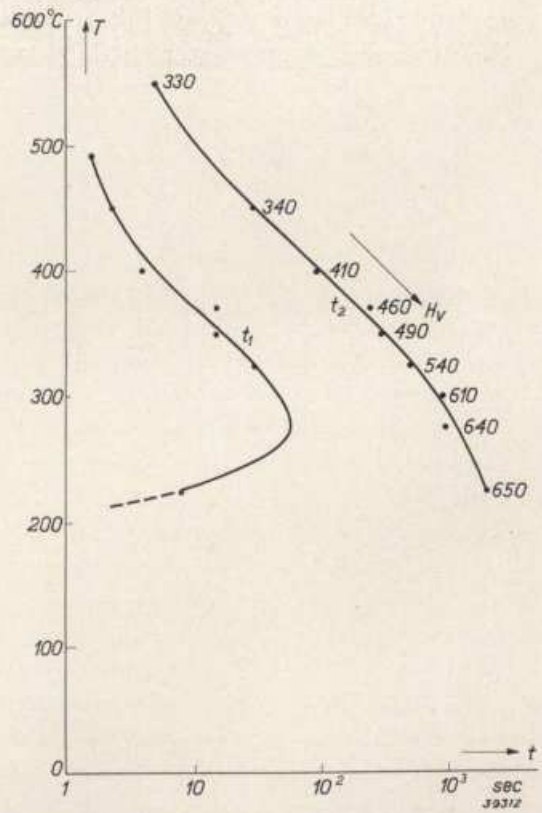


Fig. 5. Omzettingsgebied van veerenstaal. Uitgezet zijn de uit fig. 4 afgelezen tijden t_1 en t_2 tegen de temperatuur T, terwijl ook de uiteindelijk (bij volledige omzetting in bainiet) verkregen hardheid H_V is aangegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

microscopisch onderzoek van de structuur der in het water afgeschrikte strookjes. *Fig. 6* geeft ets-foto's weer van de structuur van acht na verschillende tijden uit het zoutbad gehaalde strookjes, bij een temperatuur van het zoutbad van 350 °C. Het lichte bestanddeel in deze microfoto's is martensiet, het donkere bestanddeel de sneller etsende bainiet.

taten van de metingen samengevat. Tevens zijn in *tabel III* ter vergelijking de hardheid, terugveering en taaiheid aangegeven voor een reeks strookjes van hetzelfde veerenstaal, die volgens de normale methode in olie waren gehard en dan gedurende 15 minuten op verschillende temperaturen ontlaten.

Uit een beschouwing der beide tabellen blijkt,

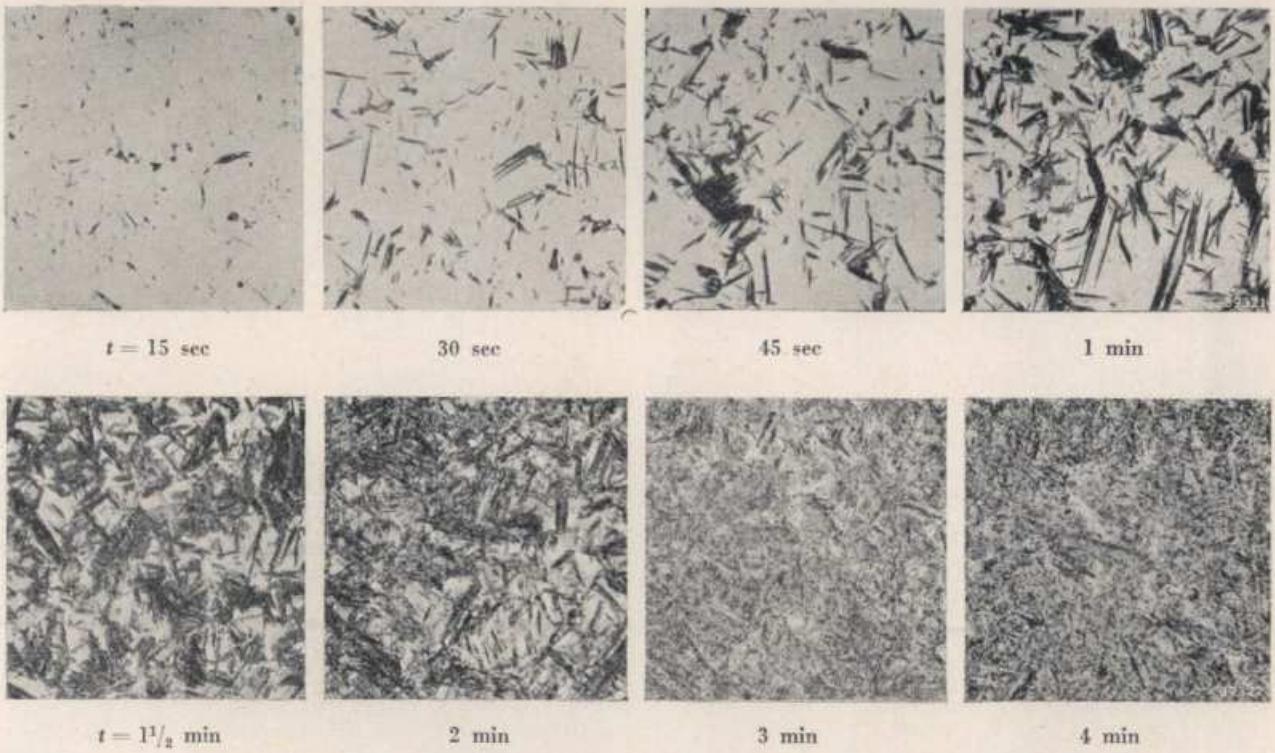


Fig. 6. Etsfoto's van strookjes veerenstaal, die in een bad met een temperatuur van 350 °C werden afgeschrikt en verschillende tijden t hierin verbleven, alvorens verder in water te worden afgekoeld. Het lichte bestanddeel is martensiet, het donkere de sneller etsende bainiet.

Om nu na te gaan, hoe het isotherm geharde veerenstaal zich in de practijk zal gedragen, werd van een aantal strookjes, die op verschillende temperaturen isotherm waren gehard en dus verschillende hardheid bezaten, de taaiheid bepaald en de zg. terugveering. Deze laatste grootheid, die met het toestel van Tarnogrocki bepaald wordt door het proefstrookje 180° om een doorn van 20 mm te buigen en na wegnemen van de buigende kracht de hoek te meten, waarover het strookje terugveert, brengt rechtstreeks de „veerende" eigenschappen van het materiaal tot uitdrukking. Zij is nauw gecorreleerd met de hoogte van de elasticiteitsgrens en daarmee met de hardheid. De taaiheid, die bepaald wordt door de hoek te meten, waarover een proefstrookje om een doorn van 1 mm kan worden gebogen zonder te scheuren, levert een maat voor de vormveranderingsarbeid, die men de veer kan laten opnemen. In *tabel II* zijn de resultaten van de metingen samengevat. Tevens zijn in *tabel III* ter vergelijking de hardheid, terugveering en taaiheid aangegeven voor een reeks strookjes van hetzelfde veerenstaal, die volgens de normale methode in olie waren gehard en dan gedurende 15 minuten op verschillende temperaturen ontlaten.

Uit een beschouwing der beide tabellen blijkt, dat het isotherm geharde materiaal bij gegeven terugveering (of hardheid) over de geheele linie een grootere taaiheid bezit. De conclusies van de Amerikaansche onderzoekers omtrent de gunstige werking van het isotherm harden worden dus bij het hier onderzochte staal bevestigd. In *fig. 7*, waar de taaiheid tegen de terugveering is uitgezet, is de superioriteit van het isotherm geharde staal wel zeer in het oog springend.

Behalve voor veeren kan de combinatie van eigenschappen van isotherm gehard materiaal ook voor andere toepassingen van nut zijn, zoo bijv. in gevallen, waar tegelijkertijd een bepaalde minimale taaiheid en een zoo hoog mogelijke weerstand tegen slijtage worden verlangd [3]). Een voorbeeld hiervan

[3]) Men houde in het oog, dat het hier altijd alleen gevallen kan betreffen, waar niet zeer groote hardheden worden verlangd. Gereedschapstaal bijv., dat ook taai moet zijn, kan zeker niet isotherm gehard worden, daar hier hardheden van meer dan 800 Vickers vereischt zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/13/2023

Tabel II

Mechanische eigenschappen van veerenstaal, dat op verschillende temperaturen T isotherm is gehard.

T in °C	t in min	H_V	Terugveering in °	Buighoek in °
225	120	657	88	47
250	90	647	90	44
275	60	632	86	50
300	40	572	76	55
325	20	505	70	81
350	10	473	65	89
375	$7^1/_2$	428	59	105
400	5	399	54	ca160

Tabel III

Mechanische eigenschappen van normaal in olie gehard veerenstaal, na ontlaten op verschillende temperaturen.

Ontlaattemperatuur in °C	H_V	Terugveering in °	Buighoek in °
275	629	89	27
300	599	85	36
325	556	82	39
350	546	78	43
375	512	75	49
400	485	71	52
425	450	68	54
450	428	64	58
475	401	60	67
500	366	56	73

wordt gevonden in de kapjes van het „Philishave"-scheertoestel [4]). Deze kapjes — geperforeerde plaatjes van minder dan 0,1 mm dikte — moeten uiterst goed bestand zijn tegen slijtage, daar hiertegenaan

[4]) Philips techn. T. **4**, 367, 1939.

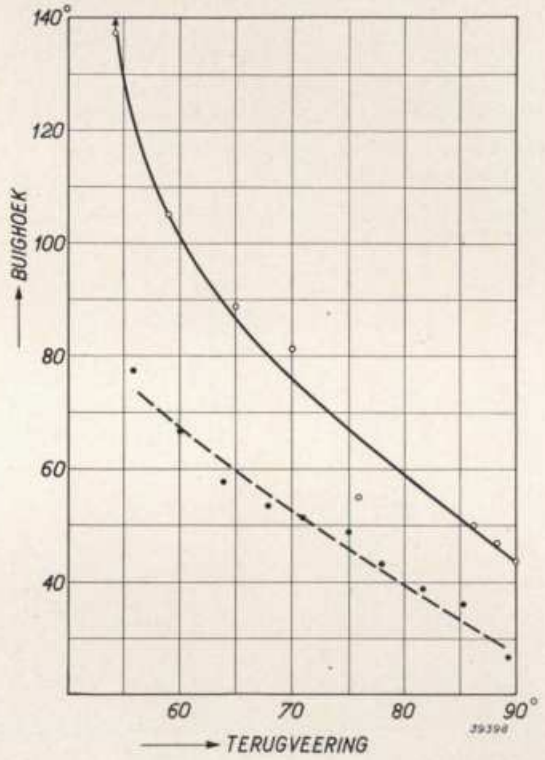


Fig. 7. Voor een aantal normaal geharde en ontlaten strookjes (gestippelde kromme) resp. isotherm geharde strookjes (getrokken kromme) is de gemeten taaiheid (hoek gemeten met buigproef) uitgezet tegen de terugveering (hoek gemeten met toestel van Tarnogrocki).

de beitels glijden, die al roteerende de haren afsnijden. Tevens echter mag het materiaal van het kapje niet te bros zijn, daar anders het zeer dunne plaatje bij vallen of stooten teveel kans zou loopen om te breken. Inderdaad toonden proeven aan, dat ook bij het staal, waaruit deze scheerkapjes werden gemaakt, door isotherm harden beter aan de gelijktijdig gestelde eischen van taaiheid en hardheid kon worden voldaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!